THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE

DE DOCTEUR ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

PAR

LE HIR Jean-François

1re THÈSE : Contribution à l'étude des phénomènes de transport dans le germanium de type n aux basses températures.

2e THÈSE : Propositions données à la Faculté :

Aimants supraconducteurs.

Soutenues le 21 mai 1966 devant la Commission d'examen :

MM. GUINIER *Président.*

BOK
BERNARD } *Examinateurs.*

ÉDITIONS DE LA SOCIÉTÉ DE LA REVUE D'OPTIQUE
165, rue de Sèvres, PARIS 15e
1967

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE

DE DOCTEUR ÈS SCIENCES APPLIQUÉES

PAR

LE HIR Jean-François

1re THÈSE : Contribution à l'étude des phénomènes de transport dans le germanium de type n aux basses températures.

2e THÈSE : Propositions données à la Faculté :

Aimants supraconducteurs.

Soutenues le 21 mai 1966 devant la Commission d'examen :

MM. GUINIER *Président.*

BOK
BERNARD } *Examinateurs.*

ÉDITIONS DE LA SOCIÉTÉ DE LA REVUE D'OPTIQUE
165, rue de Sèvres, PARIS 15e
1967

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Doyen . . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.
GRASSE	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N.	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E. N. S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
GAUTHERET	T	Biologie végétale (C. P. E. M.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
MORAND	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (C. P. E. M.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique de l'atmosphère.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du globe.
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théorie physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallographie.
MATHIEU J. P.	T	Physique optique.
COUTEAUX	T	Cytologie.
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique).
BRELOT	T	Analyse supérieure.
NORMANT	T	Synthèse organique.
BENARD	T	Chimie appliquée.
DUGUE	T	Statistique mathématique.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale appliquée.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique, géologie dynamique.
DODEMENT	T	Mathématiques (M. G. P.).
PISOT	T	Technique mathématique de la physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMANN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Géologie générale.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M. G. P.).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
LEVY	T	Physique théorique des hautes énergies.
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL PY	T	Biologie végétale (C. P. E. M.).
PANNETIER	T	Chimie générale I.
BRUN	T	Mécanique des fluides I.
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques II (E. N. S.).
BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J. E.	T	Chimie organique physique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.).
OLMER	T	Énergétique générale.
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale.
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART	T	Chimie (C. P. E. M.).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie physique.
BERTHELOT	T	Physique des particules fondamentales.
BRICARD	T	Météorologie.
Mme ALBE - FESSARD	T	Psycho-physiologie.
M. JULIA	T	Étude des molécules naturelles complexes.
MAGAT	T	Physico-chimie des rayonnements.
Mlle QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
CHATELET	T	Chimie (C. P. E. M.).
MATTLER	T	Physique (S. P. C. N.).
BOUISSIÈRES	T	Radiochimie.
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
FRANC	T	Biologie animale (C. P. E. M.).
SCHNELL	T	Botanique tropicale.
STOLKOWSKI	T	Physiologie générale.
ACHER	T	Chimie biologique.
BAUDOIN	T	Biologie animale (C. P. E. M.).
BEAUMONT		Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOUREAU	T	Botanique.
CURIE D.		Physique (M. G. P.).
DURAND DELGA	T	Géologie.
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN		Physique électricité.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT		Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
CABANNES	T	Mécanique générale.
CAIRE	T	Géographie physique et géologie dynamique.
COMOLET	T	Mécanique des fluides.
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
HOUILLON		Biologie animale (C. P. E. M.).
OLIVIER		Anthropologie.
SAMUEL	T	Mathématiques (E. N. S. Jeunes filles).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES	T	Physique (S. P. C. N.).
AMAT	T	Thermodynamique.
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité.
BOUGIS		Biologie végétale marine, Villefranche-sur-Mer.
RIGAUDY	T	Chimie (S. P. C. N.).
COLLONGUES		Chimie (C. P. E. M.).
DUBERT		Biochimie.

Nozières		Physique générale.
Cadiot		Chimie organique.
Ivanoff		Océanographie physique.
François		Zoologie.
Talbot		Génie chimique.
Mme Nougarede		Botanique.
Bruhat	T	Mathématiques (M. P. C.).
Fournet		Électricité générale.
Deheuvels	T	Mathématiques (propédeutique).
Furon	T	Géologie (S. P. C. N.).
Mme Gans	T	Génétique.
Geneves		Biologie végétale (C. P. E. M.).
Hupe	T	Pétrographie.
Hollande	T	Biologie générale.
Lions	T	Analyse numérique.
Maitte	T	Chimie organique.
Nicolas		Géologie appliquée.
Panigel		Biologie générale.
Ravier	T	Pétrographie.
Morel F.	T	Physiologie comparée.
Roseau	T	Mécanique théorique des fluides.
Roubine		Électronique (E. S. E.).
Silber	T	Chimie (C. P. E. M.).
Uebersfeld	T	Électronique.
Yvon	T	Théories physiques.
Hervé	T	Mathématiques.
Mme Pecker-Wimel	T	Astrophysique.
Balkanski		Physique (M. P. C.).
Le Corre	T	Électricité.
Nataf	T	Physique nucléaire et radioactivité.
Echalier		Biologie animale (C. P. E. M.).
Barraud	T	Physique (C. P. E M.).
Dars		Géologie structurale et appliquée.
Camefort	T	Botanique (agrégation).
Vichniewsky	T	Mécanique industrielle.
Sigwalt	T	Chimie (S. P. C. N.).
Blaquière		Electronique.
Baruch		Physique (propédeutique.)
Arnous	T	Physique théorique.
Slonimski		Génétique.
Malliavin	T	Mathématiques (propédeutique).
Gaudemar		Chimie (propédeutique).
Brousse	T	Mécanique théorique.
Rösch	T	Astronomie.
Guy	T	Physique expérimentale.
Lazard	T	Mathématiques (M. P. C.).
Morel P.		Physique (M. P. C.).
Arsac		Programmation.
Lefebvre		Chimie (M. P. C.).
Bok		Physique (propédeutique).
Chapeville		Biochimie.
Benoit		Physique (C. P. E. M.).
Rio		Chimie (C. P. E. M.).
Jauzein		Géologie (E. N. S.).
Prevost G.		Biologie végétale (C. P. E. M.).
Favard P.		Biologie animale (C. P. E. M.).
Mme Charniaux-Cotton		Évolution des êtres organisés.
Mlle Ficini		Chimie (C. P. E. M.).
Lequeux		Astronomie.
Cohen-Tannoudji		Physique atomique.
Tavernier		Physique (C. P. E. M.).
Durand M.		Biologie animale (S. P. C. N.).
Pascaud		Physiologie.
Mme Petit		Biologie animale (C. P. E. M.).
Cagnac		Physique (agrégation).
Falk-Vairant		Physique nucléaire.
Krasner	T	Mathématiques.
Benzecri	T	Statistiques.
Vinh Mau		Physique (M. G. P.).
Duquesnes		Physique (C. P. E. M.).
Schutzenberger		Programmation.
Tremillon		Chimie (M. P. C.).
Fayard		Chimie (M. P. C.).
Buvet		Chimie (C. P. E. M.).
Authier		Physique (M. P. C.).
Picinbono	T	Physique (C. P. E. M.).
Bonnefille		Électrotechnique.
Mme Puiseux-Dao		Biologie végétale.

Le Secrétaire Général : R. Poullain.

FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

Mangenot G.	T	Biologie végétale.
Jacquinot P.	T	Optique.
Guinier A.	T	Électricité et physique des solides.
Grivet P.	T	Électronique.
Blanc-Lapierre A.	T	Accélérateur linéaire.
L'héritier P.	T	Génétique des virus.
Lemée G.	T	Ecologie végétale.
Moyse A.	T	Physiologie végétale.
Dode M.	T	Chimie thermodynamique.
Deny J.	T	Mathématiques.
Rivière A.	T	Géologie générale et sédimentologie.
Michel A.	T	Chimie minérale.
May R.	T	Anatomie comparée.
Delange H.	T	Mathématiques.
Chapelle J.	T	Physique expérimentale.
Lacombe P.	T	Métallurgie.
Benoit P.	T	Physiologie générale.
Guinochet J.	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).
Néron A.	T	Mathématiques.
Nozeran R.	T	Botanique approfondie.
Castaing R.	T	Thermodynamique.
Ellenberger F.	T	Géologie structurale.
Lederer E.	T	Chimie biologique.
Rizet J.	T	Génétique.
Lender T.	T	Biologie animale (S. P. C. N.)
Poitou G.	T	Mathématiques.
Fréon P.	T	Chimie organique.
Tonnelat	T	Biologie physico-chimique.
Brunn Jan	T	Géologie historique.
Jean M.	T	Physique nucléaire.
Bergerard J.	T	Zoologie.
Roger J.	T	Paléontologie.
Lefort M.	T	Chimie nucléaire.
Lagarrigue A.	T	Physique des hautes énergies.
Jullien J.	T	Chimie structurale organique.
Arnulf A.	T	Optique.
Rouault M.	T	Diffraction électronique.
Maréchal A.	T	Optique théorique et appliquée.
Mazet R	T	Mécanique générale.
David S.	T	Chimie (agrégation).
Guérin H.	T	Chimie des gaz et des combustibles.
Lesieur L.	T	Mathématiques (M. P. C.) et algèbre.
Kourganoff	T	Astronomie.
Arnoult P.	T	Physique électronique.
Kahane J. P.	T	Mathématiques.
Brochard J.	T	Physique (propédeutique.)
Mme Roizen	T	Physique (C. P. E. M.).
Bertein F.	T	Électronique.
Malgrange B.	T	Mathématiques.
Corabœuf E.	T	Physiologie animale.
Friedel J.	T	Physique des solides.
Chevaugeon J.	T	Cryptogamie.
Meyer P.	T	Physique théorique et atomique.
Lehmann P.	T	Accélérateur linéaire.
Chabbal R.	T	Physique (propédeutique).
Delcroix J. M.	T	Physique des plasmas.
Cerf J.	T	Mathématiques.
D'Espagnat B.	T	Physique théorique.
Schaeffer P.	T	Microbiologie.
De Gennes P.	T	Physique des solides.
Mme Marty N.		Physique (propédeutique).
Gourdin M.		Physique théorique.
Perez-Y-Jorba		Physique (propédeutique).
Gorenflot E.		Biologie végétale (S. P. C. N.).
Riou M.		Physique nucléaire.
Brousse R.		Géologie (S. P. C. N.).
Lioret C.		Physiologie végétale.
Clauser H.		Chimie biologique.
Jancovici B.		Physique atomique.
Lurcat J.		Physique (propédeutique).
Le Berre J.		Entomologie.
Lavorel J.		Biophysique.
Perio P.		Physique (propédeutique).
Fetizon M.		Stéréochimie.
Chemla M.		Chimie des isotopes.
Mazières C.		Chimie (S. P. C. N.).
Vilkas M.		Chimie (C. P. E. M.)
Blandin A.		Physique des solides.
Brun G.		Génétique.
Mercouroff		Physique (agrégation).
André J.		Microscopie électronique.
Chevallier F.		Physiologie animale.
Mlle Marcou		Biologie cellulaire (C. P. E. M.).
Bourdu R.		Physiologie végétale.
Berkaloff A.		Biologie animale (C. P. E. M.).
Mlle Lefort M.		Biologie cellulaire (C. P. E. M.).
Mme Lambert		Physique (C. P. E. M.).
Bizot J. C.		Physique (M. P. C.).
Guiraud J. P.		Mécanique.
Labouesse B.		Chimie (S. P. C. N.).

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE TRANSPORT DANS LE GERMANIUM DE TYPE n A BASSES TEMPÉRATURES

par Jean François LE HIR,

Ingénieur C.N.A.M., *

SOMMAIRE. — *Nous mesurons l'effet Hall et la résistivité en fonction de la température sur une série d'échantillons en germanium dopé à l'arsenic, la concentration des donneurs varie de* $6\ 10^{13}\ cm^{-3}$ *à* $3\ 10^{17}\ cm^{-3}$. *Les résultats des mesures montrent qu'au-dessous d'une température comprise entre* 4,5 °K *et* 6,5 °K *tous les échantillons présentent une conduction dominante soit par sauts* ($N_D \leqslant 1.10^{16}\ cm^{-3}$) *soit par bande d'impuretés :*

$$(1.10^{16}\ cm^{-3} \leqslant N_D \leqslant 1{,}25\ 10^{17}\ cm^{-3}).$$

Pour des concentrations inférieures à $10^{16}\ cm^{-3}$ *nous vérifions la théorie de la conduction par sauts due à Millers et Abrahams. A la température* 4,2 °K, *nous étudions la conductivité en fonction du champ électrique jusqu'à l'établissement de l'avalanche. Dans le cas de la conduction par sauts la courbe* $j(E)$ *se caractérise par une région en* E^{α} ; *comme nous n'observons aucune magnétorésistance pour un champ magnétique inférieur ou égal à* 6 000 *G, nous attribuons la déviation de la loi d'Ohm à une variation de la conduction par sauts en fonction du champ électrique. Dans le cas de conduction par bande d'impuretés* $j(E)$ *est linéaire jusqu'un peu avant l'avalanche. Sur tous les échantillons nous étudions à* 4,2 °K *les variations du champ électrique d'avalanche en fonction de l'intensité* (0 à 6 000 *G*) *d'un champ magnétique transversal ou longitudinal. Nous interprétons les résultats à l'aide d'un modèle à deux types de porteurs : conduction par impuretés pour laquelle nous ne supposons ni magnétorésistance, ni effet Hall ; conduction par électrons de la bande de conduction.*

PLAN. • *Introduction* • *Chapitre I* : ***Courant dans le germanium n en présence d'un champ magnétique.*** • *Chapitre II* : ***Techniques et méthodes expérimentales*** *II.1. : Préparation des échantillons ; II.2 : Installation cryogénique ; II.3. Installations électriques ; II.4. Étude expérimentale de l'avalanche.* • *Chapitre III* : ***Effet Hall et résistivité en jonction de la température*** *III.1. Détermination de* N_A *et* N_D *; III.2. Conduction par impuretés. ; III.3. Mobilité des électrons libres.* • *Chapitre IV* : ***Caractéristiques j(E) à température fixe - Magnétoavalanche*** *; IV.1. Étude des échantillons en fonction du champ électrique ; IV.2. Etude de la magnétoavalanche.* • *Conclusion* • *Bibliographie* (71 *réf.*).

INTRODUCTION

Suivant la théorie classique des semiconducteurs, la conductibilité électrique du germanium non dégénéré, à la température de l'hélium liquide, est très faible et ce matériau devient presque isolant. A cette température, les porteurs de charge sont situés sur les niveaux d'impureté ; il est possible de les exciter en élevant la température du cristal ou en l'éclairant par un rayonnement électromagnétique de longueur d'onde convenable. L'ionisation des atomes d'impureté neutre peut aussi se produire par chocs lorsque les quelques électrons restant dans la bande de conduction à basse température acquièrent, grâce à un champ électrique, une énergie cinétique suffisante.

Sur la caractéristique densité de courant en fonction du champ électrique, l'ionisation par chocs se traduit, aux basses températures, par le phénomène d'avalanche, accroissement extrêmement rapide de la densité de courant pour une valeur critique du champ électrique.

D'après quelques expériences antérieures aux nôtres, nous savions que la présence d'un champ magnétique accroît le champ d'avalanche, mais il n'existait aucune étude systématique, ni aucune interprétation satisfaisante de ce phénomène. De plus, on pouvait penser à utiliser la magnétoavalanche pour réaliser un élément de commutation binaire. L'étude de cet effet présentait donc un intérêt à la fois théorique et technique.

Le but que nous nous étions d'abord proposé dans ce travail était l'étude de l'influence d'un champ magnétique d'une intensité moyenne (0 à 6 000 gauss) sur le champ d'avalanche à 4,2 °K dans le germanium, pour une gamme de concentrations variant de $6\ 10^{13}\ cm^{-3}$ à $3\ 10^{17}\ cm^{-3}$. Mais il est apparu qu'une compréhension des résultats expérimentaux exigeait la connaissance des propriétés de transport de nos échantillons ; nous avons ainsi été amenés à étudier l'effet Hall et la résistivité, d'une part en fonction de la température, d'autre part en fonction du champ électrique à température fixe. Dans ce domaine des propriétés de transport, nous avons confirmé des résultats déjà connus mais nous avons aussi obtenu des résultats originaux.

* Au C.N.E.T., inspecteur principal, département PHYSIQUE, CHIMIE, MÉTALLURGIE.

CHAPITRE I

COURANT DANS LE GERMANIUM n EN PRÉSENCE D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE [1]

Soit un semiconducteur ne possédant qu'un seul type de porteurs de charge : les électrons de la bande de conduction. Nous considérons d'abord un modèle simple défini par une masse effective m^* et un temps de relaxation τ isotropes. Le temps de relaxation est fonction de l'énergie de l'électron de la bande de conduction, cette énergie ne dépend que du module k du vecteur d'onde :

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*},$$

où h est la constante de Planck.

Si nous appliquons un champ électrique $\bar{E}$ an cristal, il en résulte une densité de courant :

$$\bar{j} = \sigma \bar{E},$$

où

$$\sigma = ne\mu, \tag{I.1}$$

est la conductivité qui, dans ce cas particulier, est un scalaire ainsi que la mobilité :

$$\mu = \frac{e}{m^*} < \tau >, \tag{I.2}$$

n est la densité des électrons dans la bande de conduction.

Dans l'expression (I.2) $< \tau >$ désigne une moyenne pondérée de τ effectuée sur la densité des électrons de la bande de conduction et définie, dans le cas d'une population électronique non dégénérée par :

$$< \tau > = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \tau x^{3/2} e^{-x} dx,$$

où

$$x = \varepsilon / kT,$$

k est la constante de Boltzmann et T la température.

Par la suite toute moyenne $< y_{(x)} >$ d'une fonction $y_{(x)}$ sera définie par :

$$< y_{(x)} > = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty y_{(x)} x^{3/2} e^{-x} dx, \tag{I.3}$$

par exemple :

$$< \tau^n > = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0 \tau^n x^{3/2} e^{-x} dx.$$

Considérons maintenant le cas du germanium n dont la bande de conduction présente quatre minimums d'énergie situés au bord de la première zone de Brillouin dans les directions [1 1 1]. Au voisinage de ces minimums, les surfaces d'énergie constante sont constituées par quatre familles d'ellipsoïdes de révolution autour des axes [1 1 1].

Nous donnons ci-dessous le calcul de la densité de courant dans le germanium en présence d'un champ magnétique H d'une intensité telle que nous ne pouvons pas faire l'approximation $\omega\tau \ll 1$, ω étant la pulsation de résonance cyclotron.

Le problème est traité avec les hypothèses suivantes :

1) la fonction de distribution en énergie des électrons est une fonction de Maxwell-Boltzmann ;

2) on suppose qu'on puisse définir un temps de relaxation τ de façon à pouvoir résoudre l'équation de transport de Boltzmann ;

3) les chocs sont élastiques et redistribuent les vitesses au hasard ;

4) le temps de relaxation $\tau_{(\varepsilon)}$ est isotrope ;

5) l'énergie ε d'un état électronique de vecteur d'onde $\bar{k}$ appartenant à la vallée ν s'écrit :

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m_0} (\bar{k} - \bar{k}_\nu) \bar{\bar{\alpha}}_\nu (\bar{k} - \bar{k}_\nu),$$

où m_0 est la masse de l'électron libre et $\bar{\bar{\alpha}}_\nu$ un tenseur réduit des masses effectives qui s'écrit :

$$\bar{\bar{\alpha}}_\nu = \begin{vmatrix} \frac{m_0}{m_1} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{m_0}{m_2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{m_0}{m_3} \end{vmatrix},$$

si on le rapporte aux axes principaux de l'ellipsoïde.

Dans le cas du germanium, on pose :

$m_1 = m_L$, masse longitudinale,

$m_2 = m_3 = m_T$, masse transverse, et

$K = m_L / m_T$.

La densité de courant de la vallée ν est :

$$\bar{j}_\nu = \sum_k 2e\bar{v}_{(\bar{k})} f(\bar{k}),$$

où le facteur 2 tient compte du spin de l'électron.

Avec ces hypothèses, Paige [2] a traité le problème et trouvé (*) :

$$\bar{j}_\nu = \frac{n_\nu e^2}{m_0} < \bar{\bar{\alpha}}_\nu \frac{\tau \bar{E} - \frac{e\tau^2}{m_0} \bar{\bar{\alpha}}_\nu \bar{E} \wedge \bar{H} + \frac{e^2\tau^3}{m_0^2} \bar{\bar{\alpha}}_\nu^{-1} \frac{\bar{H} \cdot (\bar{E} \cdot \bar{H})}{\text{dét } \bar{\bar{\alpha}}_\nu^{-1}}}{1 + \left(\frac{e\tau}{m_0}\right)^2 \frac{\bar{H} \bar{\bar{\alpha}}_\nu^{-1} \bar{H}}{\text{dét } \bar{\bar{\alpha}}_\nu^{-1}}} >.$$

Après sommation sur les différentes vallées, on obtient :

$$\bar{j} = \bar{\bar{\sigma}} \bar{E} + \bar{A}(\bar{E}, \bar{H}) + (\bar{E} \cdot \bar{H}) \bar{\bar{P}} \bar{H},$$

(*) Signalons une erreur dans l'équation donnée par Paige [2], page 24 : le tenseur α_ν se trouve devant la barre de fraction et non devant le premier terme du numérateur.

où $\bar{\bar{\sigma}}$, $\bar{A}$ et $\bar{\bar{P}}$ sont donnés par :

$$\text{(I.4)} \quad \bar{\bar{\sigma}} = \frac{e^2}{m_0} \sum_v n_v \bar{\bar{\alpha}}_v < \frac{\tau}{1+\omega_v^2\tau^2} >,$$

$$\text{(I.5)} \quad \bar{A}(\bar{E},\bar{H}) = -\frac{e^3}{m_0^2} \sum_v n_v \bar{\bar{\alpha}}_v [(\bar{\bar{\alpha}}_v \bar{E}) \wedge \bar{H}] \times < \frac{\tau^2}{1+\omega_v^2\tau^2} >,$$

$$\text{(I.6)} \quad \bar{\bar{P}} = \frac{e^4}{m_0^3} \sum_v n_v \bar{\bar{1}} \frac{1}{K} \left(\frac{m_0}{m_T}\right)^3 < \frac{\tau^3}{1+\omega_v^2\tau^2} >,$$

ω_v est la pulsation de résonance cyclotron pour la vallée v et un champ magnétique H :

$$\omega_v^2 = \frac{e^2}{m_0^2} \frac{\bar{H}\bar{\bar{\alpha}}_v^{-1}\bar{H}}{\text{dét}\,(\alpha_v^{-1})}.$$

Le calcul des moyennes apparaissant dans les expressions (I.4), (I.5) et (I.6) exige que nous explicitions la dépendance de τ en fonction de l'énergie. Ces moyennes sont définies par (I.3).

Les temps de relaxation τ_r et τ_I pour la diffusion des électrons respectivement par les phonons acoustiques et les impuretés ionisées sont :

$$\text{(I.7)} \quad \tau_r = aT^{-1}\varepsilon^{-1/2} = aT^{-1}(kT)^{-1/2}x^{-1/2},$$

$$\text{(I.8)} \quad \tau_I = b\varepsilon^{3/2} = b(kT)^{3/2}x^{3/2},$$

où a et b sont des constantes.

La présence simultanée de ces deux types de diffusion, en négligeant tout autre mécanisme (phonons optiques, impuretés neutres, dislocations) donne :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_I},$$

d'où

$$\text{(I.9)} \quad \tau = \frac{\tau_r}{1+\beta/x^2} = \frac{aT^{-1}(kT)^{-1/2}x^{3/2}}{x^2+\beta},$$

avec

$$\text{(I.10)} \quad \beta = \frac{a}{bT}(kT)^{-2} = 6\frac{<\tau_r>}{<\tau_I>}.$$

Soit μ_r^0 la mobilité totale du germanium (contribution des quatre vallées) dans le cas où $H = 0$ et lorsque seule est présente la diffusion par le réseau, on a :

$$\text{(I.11)} \quad \mu_0^r = \frac{e}{m_T}\frac{2K+1}{3K}\frac{4a}{3\sqrt{\pi}}\frac{(kT)^{-1/2}}{T}.$$

Nous pouvons maintenant calculer les moyennes apparaissant dans les équations (I.4), (I.5) et (I.6) et les exprimer en fonction de μ_r^0 ce qui donne :

$$\text{(I.12)} \quad < \frac{\tau}{1+(\omega_v\tau)^2} > = \frac{m_T}{e}\frac{3K}{2K+1}\mu_r^0\, I(\beta,\gamma_v),$$

$$\text{(I.13)} \quad < \frac{\tau^2}{1+(\omega_v\tau)^2} > = \left(\frac{m_T}{e}\right)^2 \times \frac{3\sqrt{\pi}}{4}\left(\frac{3K}{2K+1}\right)^2 (\mu_r^0)^2\, J(\beta,\gamma_v),$$

$$\text{(I.14)} \quad < \frac{\tau^3}{1+(\omega_v\tau)^2} > = \left(\frac{m_T}{e}\right)^3 \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4}\right)^2 \left(\frac{3K}{2K+1}\right)^3 (\mu_r^0)^3 \frac{I(\beta,0)-I(\beta,\gamma_v)}{\gamma_v}.$$

En posant :

$$\text{(I.15)} \quad \gamma_v = \left(\frac{a\omega_v}{T}\right)^2 (kT)^{-1} = \alpha_v^2 \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4}\frac{m_T}{e}\frac{3K}{2K+1}\mu_r^0\right)^2,$$

$$\text{(I.16)} \quad I(\beta,\gamma_v) = \int_0^\infty \frac{(x^2+\beta)\,x^3\,e^{-x}\,dx}{(x^2+\beta)^2+\gamma_v x^3},$$

$$\text{(I.17)} \quad J(\beta,\gamma_v) = \int_0^\infty \frac{x^{9/2}\,e^{-x}\,dx}{(x^2+\beta)^2+\gamma_v x^3}.$$

En l'absence de champ magnétique, lorsque la diffusion par les impuretés ionisées n'est pas négligeable, la mobilité peut s'écrire :

$$\text{(I.18)} \quad \mu_0 = \mu_r^0\, I(\beta,0).$$

Aux basses températures et pour des champs magnétiques dépassant quelques centaines de gauss dans le germanium de type n, à faible teneur d'impuretés, $\omega_v\tau$ est supérieur à 1 ; les niveaux de Landau sont donc distincts [3]. Néanmoins, tant que $\hbar\omega_v$ est négligeable devant kT, les densités d'états des différentes vallées sont sensiblement les mêmes que pour $H = 0$. Dans ces conditions nous admettons que les quatre vallées ont la même population : $n_v = n/4$, le calcul devient plus simple et la sommation des contributions des quatre vallées donne :

$$\text{(I.19)} \quad \bar{\bar{\sigma}} = en\frac{m_T}{m_0}\frac{3K}{2K+1}\mu_r^0\frac{1}{4}\sum_v \bar{\bar{\alpha}}_v\, I(\beta,\gamma_v),$$

$$\text{(I.20)} \quad \bar{A}(\bar{E},\bar{H}) = -en\left(\frac{m_T}{m_0}\right)^2\frac{3\sqrt{\pi}}{4}\left(\frac{3K}{2K+1}\right)^2 \times (\mu_r^0)^2\frac{1}{4}\sum_v J(\beta,\gamma_v)\,\bar{\bar{\alpha}}_v[\bar{\bar{\alpha}}_v\bar{E}\wedge\bar{H}],$$

$$\text{(I.21)} \quad \bar{\bar{P}} = en\bar{\bar{1}}\left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4}\right)^2\frac{1}{K}\left(\frac{3K}{2K+1}\right)^3(\mu_r^0)^3 \times \frac{1}{4}\sum_v \frac{I(\beta,0)-I(\beta,\gamma_v)}{\gamma_v}.$$

Nous allons exprimer ces trois termes dans le cas particulier des orientations de nos échantillons.

1er cas : $\bar{H}$ parallèle à [1 1 1],
$\bar{j}$ parallèle à [1 $\bar{1}$ 0].

Dans ce cas :

$$\bar{E}\cdot\bar{H} = 0.$$

Pour la vallée [1 1 1] :

$$\text{(I.22)} \quad \omega_1 = \frac{eH}{m_T} = \omega_0\frac{m_0}{m_T},$$

avec

$$\omega_0 = \frac{eH}{m_0}.$$

Les trois autres vallées sont équivalentes :

$$\text{(I.23)} \quad \omega_2 = \omega_3 = \omega_4 = \sqrt{\frac{K+8}{9K}}\,\omega_1.$$

Le calcul donne :

$$\sigma = en\mu_T^0\, I(\beta, \gamma_2)\left[1 + \frac{3K}{2K+1}\,\frac{\mathcal{M}-1}{4}\right], \quad (I.24)$$

$$\bar{A}(\bar{E}, \bar{H}) = \mathcal{A}\bar{E} \wedge \bar{H}, \text{ où}$$

$$\mathcal{A} = -\,en\,\frac{3\sqrt{\pi}}{4}\left(\frac{3K}{2K+1}\right)^2 (\mu_T^0)^2 \times J(\beta, \gamma_2)\left[\frac{\mathcal{L}+3}{4} + \frac{2(1-K)}{3K}\right], \quad (I.25)$$

avec

$$\mathcal{M} = \frac{I(\beta, \gamma_1)}{I(\beta, \gamma_2)}, \quad (I.26)$$

$$\mathcal{L} = \frac{J(\beta, \gamma_1)}{J(\beta, \gamma_2)}. \quad (I.27)$$

Le terme $\bar{\bar{P}}$ est sans objet puisque $\bar{E}.\bar{H} = 0$.

En prenant $\overline{Ox}$ dans la direction de $\bar{j}$, [1 $\bar{1}$ 0], et $\overline{Oz}$ dans celle de $\bar{H}$, [1 1 1], on a :

$$j = \sigma E_x + \mathcal{A}HE_y, \quad (I.28)$$

$$0 = \sigma E_y - \mathcal{A}HE_x, \quad (I.29)$$

ou encore :

$$j = \sigma\left[1 + \left(\frac{\mathcal{A}H}{\sigma}\right)^2\right] E_x. \quad (I.30)$$

L'angle de Hall, θ est donné par :

$$\operatorname{tg}\theta = \mathcal{A}H/\sigma. \quad (I.31)$$

2e cas : $\bar{j}$ et $\bar{H}$ parallèles à [1 $\bar{1}$ 0].

Pour les vallées $\wp_1$ [1 1 1] et $\wp_2$ [1 1 $\bar{1}$] on a :

$$\omega_1^2 = \omega_2^2 = \frac{\omega_0^2}{K}\left(\frac{m_0}{m_T}\right)^2, \quad (I.32)$$

et les vallées $\wp_3$ [1 $\bar{1}$ 1] et $\wp_4$ [$\bar{1}$ 1 1] :

$$\omega_3^2 = \omega_4^2 = \omega_0^2\,\frac{2K+1}{3K}\left(\frac{m_0}{m_T}\right)^2. \quad (I.33)$$

Le calcul donne :

$$j = en\mu_T^0\, I(\beta, \gamma_3) \times \left\{1 + \frac{3K(K+2)}{(2K+1)^2}\left[\frac{I(\beta, 0)}{I(\beta, \gamma_3)} - 1\right]\right\} E_x, \quad (I.34)$$

et en posant :

$$\eta = 3K(K+2)/(2K+1)^2, \quad (I.35)$$

$$\mathcal{N} = I(\beta, 0)/I(\beta, \gamma_3), \quad (I.36)$$

on a

$$j = en\mu_T^0\, I(\beta, \gamma_3)\{1 + \eta(\mathcal{N} - 1)\} E_x. \quad (I.37)$$

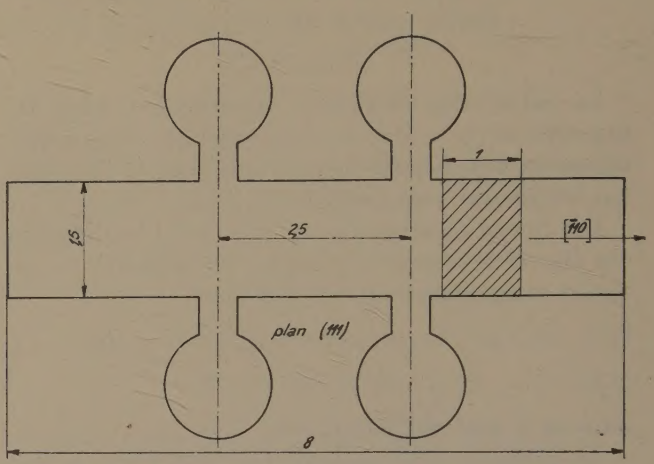
CHAPITRE II

TECHNIQUES ET MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

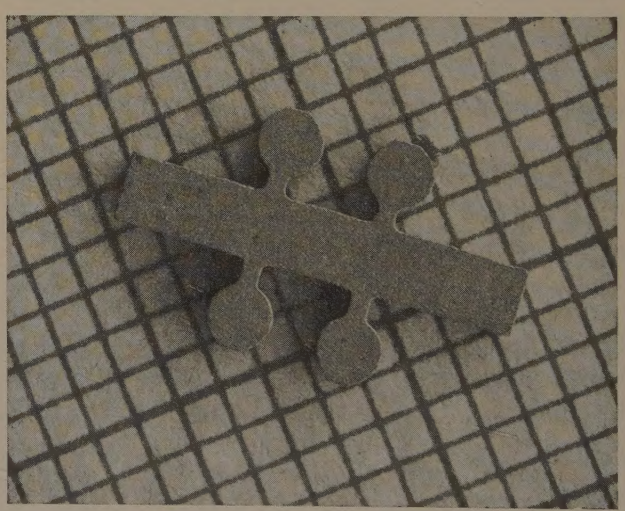
II.1. Préparation des échantillons.

Les monocristaux de germanium sont obtenus soit par la méthode de tirage de Czochralski (échantillons K), soit par la fusion de zone horizontale (échantillons Z). Le germanium de base possède une résistivité supérieure à 50 ohms-cm à la température ambiante et est de provenance « Vieille Montagne ». Les germes de cristallisation, dans les deux cas, sont orientés suivant l'axe [1 1 1]. De l'arsenic, spectroscopiquement pur, en quantité correspondant à la concentration désirée est inclus au bain ; aucune impureté de type p n'y est intentionnellement ajoutée.

Dans ces cristaux on prélève des plaquettes parallèles au plan [1 1 1] ; des échantillons dont la forme est donnée par la figure II-1 y sont découpés à la perceuse ultrasonique. Les dimensions du corps parallélépipédique de l'échantillon sont : 8 × 1,5 × 1 mm³.



a



b

Fig. II.1. — Forme et dimensions de l'échantillon.

La longueur, l, est orientée parallèlement à l'axe [1 $\bar{1}$ 0]. Les orientations sont effectuées au goniomètre à rayons X avec une erreur sur les angles de l'ordre de 30 secondes.

Les sondes latérales servent à la mesure de la résistivité et de la tension d'avalanche, les sondes opposées à la mesure de la tension de Hall. L'existence de deux paires de sondes permet le contrôle de l'homogénéité de l'échantillon. La distance entre une sonde et l'extrémité la plus proche est suffisante

pour éviter le court-circuit de la tension de Hall par les effets d'extrémité [4, 5].

La forme adoptée permet de réaliser des contacts ne perturbant pas le flux de courant dans le corps de l'échantillon et de rendre très faible devant la tension de Hall la tension parasite due au désalignement des sondes [5, 6].

Par fusion d'un alliage de plomb et d'étain (Sn : 40 %) à environ 350 °C, des contacts électriques sont réalisés sur les quatre sondes et sur les extrémités. Des fils en platine soudés à ces contacts relient l'échantillon aux cosses relais fixées sur les supports d'échantillon pénétrant dans la queue du cryostat. Les contacts préparés de cette façon sont « ohmiques » et supportent, en général, sans rupture, plusieurs cycles de température entre 300 °K et 4 °K.

Après soudure, les échantillons sont lavés à l'eau distillée, puis à l'alcool, séchés sur un papier filtre et enfin sablés.

La densité des dislocations est évaluée sur quelques plaquettes par la méthode de comptage des puits d'attaque [7] ; elle se situe entre 800 cm^{-2} et 4 000 cm^{-2}.

II.2. Installation cryogénique. (Fig. II-2 et II-3).

Nous avons réalisé une installation cryogénique permettant d'obtenir toute température comprise entre 1,2 °K et 300 °K. Les intervalles de température : 1,2 °K — 4,2 °K, 10 °K — 20 °K, 50 °K — 70 °K, sont obtenus par pompage respectivement sur hélium, hydrogène et azote liquide. Un manostat régule la tension de vapeur et par suite la température.

Pour obtenir toute température située hors des intervalles précédents on crée à l'aide d'une enceinte à gaz d'échange un couplage thermique variable entre d'une part le réfrigérant et d'autre part l'échantillon et son support enfermés dans une atmosphère d'hélium gazeux [5, 8] ; lorsque ces derniers sont isolés du réfrigérant on élève leur température à l'aide d'une résistance chauffante. En réglant convenablement la pression dans l'enceinte de gaz d'échange et la puissance de chauffage on obtient des paliers de température en fonction du temps.

Entre 1,2 °K et 20 °K nous mesurons la tempéra-

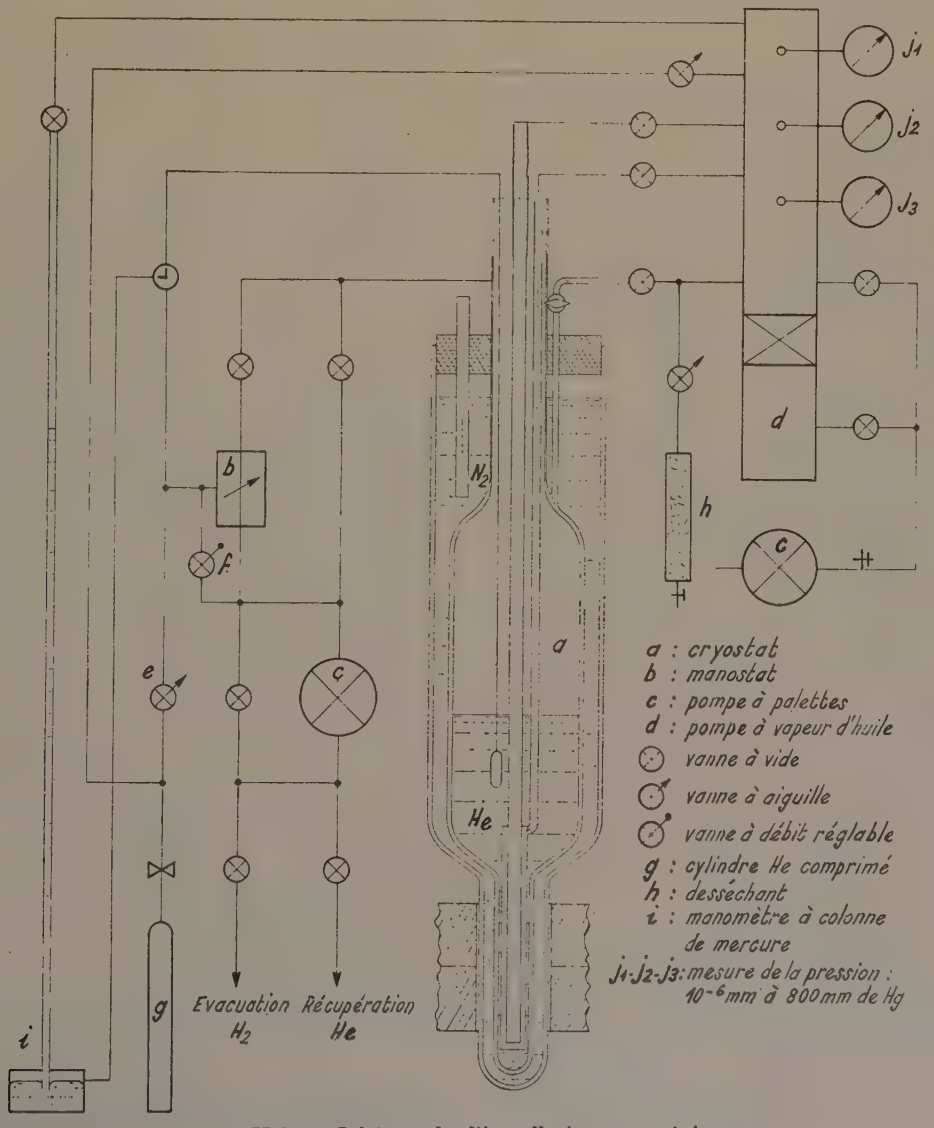
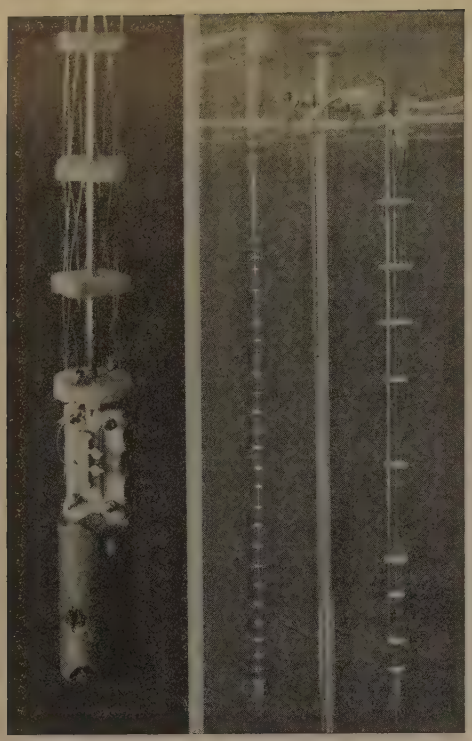


Fig. II.2. — Schéma de l'installation cryogénique.



a *b* *c* *d*

FIG. II.3. — a : Support d'échantillon ; b : Porte-échantillon pour l'étude de l'effet Hall ; c : Ensemble servant à obtenir les variations de température ; d : Porte-échantillon pour étude de l'avalanche.

ture à l'aide d'une résistance Allen-Bradley (470 Ω, 1/2 W). La courbe d'étalonnage est relevée expérimentalement de 1,2 °K à 4,2 °K et de 10 °K à 20 °K ; elle est établie entre 4,2 °K et 10 °K à l'aide de l'équation semi-empirique donnée par Clément et Quinnell [9]. Cette résistance définit la température avec une erreur inférieure à 0,5 %.

Au-dessus de 20 °K nous utilisons un thermocouple dont l'un des fils est un alliage d'or et de cobalt (2,1 % atomique) (*) et l'autre du cuivre [10]. La précision sur la température est de 1,5 % autour de 25 °K et de 0,1 % à 300 °K.

Nous utilisons deux porte-échantillons l'un pour les mesures en fonction de la température (Fig. II-3*b*), l'autre (Fig. II-3*d*) pour relever les caractéristiques V(*I*) à 4,2 °K. Ce dernier trempe l'échantillon dans l'hélium liquide afin d'optimiser les conditions de refroidissement. Ces porte-échantillons possèdent un isolement très élevé entre fils et entre fils et masse grâce à l'emploi de matériaux tels que oxyde de béryllium, tubes en quartz fondu, espaceurs en téflon.

II.3. Installations électriqus.

II.3.1. Mesures en courant continu (résistivité, tensions de Hall et d'avalanche).

Les échantillons les plus purs atteignent, à basse température, des résistances très élevées nous conduisant à mesurer des courants très faibles (10^{-12} ampère). Ceci exige un excellent isolement du circuit et un instrument de mesure à très haute impédance d'entrée, capable d'évaluer des tensions de l'ordre du millivolt. Pour éliminer toute influence des tensions parasites sur le circuit, celui-ci doit être entièrement protégé par un blindage mis à la masse.

La figure II-4 donne le schéma de l'installation. Le courant de la batterie de piles alimente l'échantillon à travers le diviseur potentiométrique P, l'inverseur I et la résistance étalon *R* variable par commutation de 10^3 à 10^{10} ohms (précision sur R : 0,5 % de 10^3 à 10^6 ohms, 1 % de 10^7 à 10^{10} ohms). En commutant les prises de la batterie et en ajustant le diviseur potentiométrique, il est possible d'appliquer à l'échantillon des tensions variant de 10^{-3} volt à quelques 10 volts. Le courant et la résistivité de l'échantillon sont déduits respectivement des tensions aux bornes de *R* et d'une paire de sondes latérales ; quant à la tension de Hall, elle est prise entre deux sondes opposées, sa valeur est la moyenne des quatre tensions obtenues par inversion du courant et du champ magnétique [5].

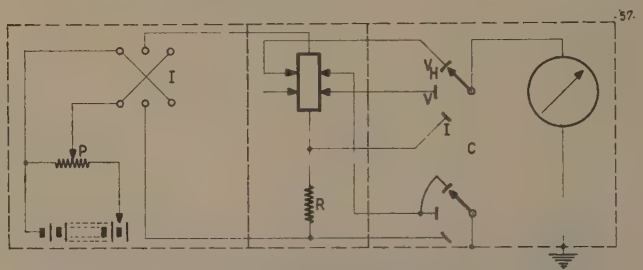


FIG. II.4. — Schéma du montage pour les mesures en courant continu.

La lecture des trois tensions se fait à l'aide d'un électromètre à condensateur vibrant (*), dont l'impédance d'entrée est supérieure à 10^{14} ohms ; (précision : 1,5 %). Son utilisation exige que le circuit ait un point à la masse dont la position est sélectionnée par le commutateur C en même temps que la tension à mesurer.

La résistance de fuite du circuit (y compris le porte-échantillon pour étude de l'effet Hall) par rapport à la masse, est de l'ordre de 10^{14} ohms pour une tension d'essai de 100 volts. Si nous admettons un temps de réponse de trois minutes pour mesurer une tension à mieux que le centième de sa valeur réelle, nous pouvons évaluer, avec cette installation, des résistances de l'ordre de 10^{11} ohms ; cette limite provient des capacités parasites assez élevées (environ 350 10^{-12} F). Avant de procéder aux mesures sur les échantillons, l'installation est éprouvée par mesure d'une résistance de 10^{11} ohms à 1 %.

L'électromètre est relayé :

a) par un voltmètre électronique (**) de plus grande sensibilité et d'impédance d'entrée plus faible que l'appareil précédent : (précision : 2 %) pour

(*) Fourni par la Sigmund Cohn Corporation.

(*) Frieseke Hoepfner, type FH 408.
(**) Keithley, modèle 149.

mesurer la tension de Hall et la résistivité sur les échantillons fortement dopés ;

b) par un voltmètre (*) pour relever la caractéristique $I = f(V)$ lorsque la tension devient supérieure au volt.

II.3.2. Mesures en impulsions. (caractéristique $I = f(V)$).

Durant les mesures du courant en fonction de la tension, une condition s'impose : ne pas échauffer le réseau cristallin. La puissance dissipée dans l'échantillon est :

$$W = \frac{V^2}{R} = \frac{E^2}{\rho} ls,$$

où V est la tension appliquée à l'échantillon,
R sa résistance, ρ sa résistivité,
l sa longueur, s sa section,
E le champ électrique.

En fonction de la concentration en impuretés, le champ d'avalanche croît et la résistivité diminue ; l'expression précédente montre que des mesures en courant continu risquent d'élever très rapidement la température de réseau des échantillons fortement dopés.

En supposant la surface de l'échantillon maintenue à température constante (4,2 °K) nous avons calculé que la température s'élève en son centre de 0,05 °K pour 1 W dissipé en courant continu [1]. L'expérience montre que cette élévation de température est atteinte à la surface de l'échantillon Z 55 (tableau I) pour 1 W lorsqu'il est plongé dans l'hélium liquide et pour 2,5 mW lorsqu'il est enfermé dans une atmosphère d'hélium gazeux [1]. Ceci montre l'intérêt de relever I(V), l'échantillon trempant dans l'hélium liquide.

Bien avant d'atteindre ces puissances limites déterminées expérimentalement, nous utilisons une méthode de mesure par impulsions. Le générateur utilisé à basse impédance interne, fournit des impulsions dont la largeur est variable entre 10^{-6} s et $4{,}5\ 10^{-4}$ s, la fréquence de répétition varie de 0,5 à 3,3 Hz ; il peut fournir des impulsions de tension de 0 à 3 000 volts. En faisant varier la largeur des impulsions et leur fréquence de récurrence, il est possible de déterminer la puissance à ne pas dépasser sans provoquer un échauffement de l'échantillon.

Le schéma du montage est donné par la figure II-5. La résistance R (0,5 %) aux bornes de laquelle est mesurée la tension servant à évaluer le courant est prise aussi basse que possible, afin de réduire le produit RC, tout en restant compatible avec la sensibilité de l'oscilloscope. La tension entre les sondes est lue en utilisant l'amplificateur différentiel d'un oscilloscope (*).

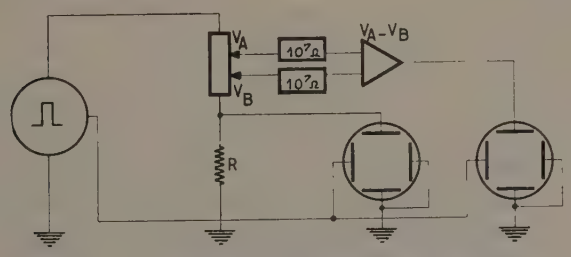


FIG. II.5. — Schéma du montage pour les mesures en impulsions.

(*) Lemouzy, P. A. 13.

II.3.3. Production du champ magnétique.

Il est engendré par un électro-aimant (**). Son intensité maximale atteint 6 160 gauss dans un entrefer de 5,4 cm. Dans un espace cylindrique (longueur et diamètre 2 cm) centré et axé dans l'entrefer, l'homogénéité du champ est meilleure que 1 %.

La figure II-6 donne une vue générale de l'installation.

II.4. Étude expérimentale de l'avalanche.

II.4.1. Détermination du champ d'avalanche.

Pour chaque échantillon, on relève le réseau des caractéristiques $V = f(I, H = \text{Cte})$ donnant la tension en fonction du courant en présence d'un champ magnétique d'intensité constante (Fig. II-7), les paliers horizontaux des courbes définissent avec précision les tensions d'avalanche tant que la concentration des impuretés est inférieure à $2{,}5\ 10^{16}$ cm^{-3}. Au-dessus de cette valeur, la pente de $V = f(I)$ cesse d'être négligeable en régime d'avalanche, la tension pour laquelle celui-ci s'établit est alors déterminée par l'intersection des deux tangentes aux deux parties de la courbe (en coordonnées linéaires) correspondant au régime de préavalanche et d'avalanche ; la première de ces tangentes se confond sans erreur appréciable avec l'axe des tensions.

On peut aussi définir la tension d'avalanche par l'intersection de $I = I_0$ avec le réseau de courbes $I = f(V, H = \text{Cte})$, la valeur de I_0 étant telle que le régime d'avalanche soit établi pour toute intensité de H. Cette définition donne une valeur de la tension d'avalanche légèrement supérieure aux précédentes lorsque $N_D > 2{,}5\ 10^{16}$ cm^{-3} (~ 2 %).

II.4.2 Effets parasites.

II.4.2.1. *État de surface.* Nous avons relevé, à 4,2 °K, $V = f(I)$ sur un même échantillon pour différents états de surface obtenus par doucissage mécanique, polissage mécanique, polissage électrochimique, attaque au CP4, sablage ; l'allure de cette caractéristique, dans les régions précédant l'avalanche, dépend profondément du traitement subi par l'échantillon ; par contre, la tension d'avalanche semble peu sensible à l'état de surface.

Les caractéristiques $V = f(I)$ que nous relevons sur un même échantillon ne diffèrent pas pour des états de surface obtenus soit par attaque au CP4,

(*) Tektronix type 545 A.
(**) S.I.M.E.

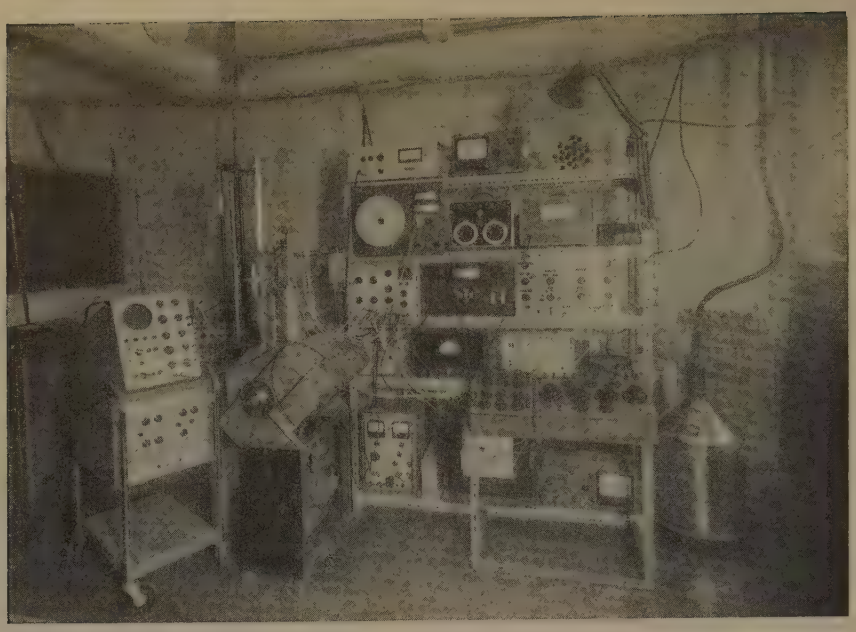


Fig. II.6. — Vue générale de l'installation.

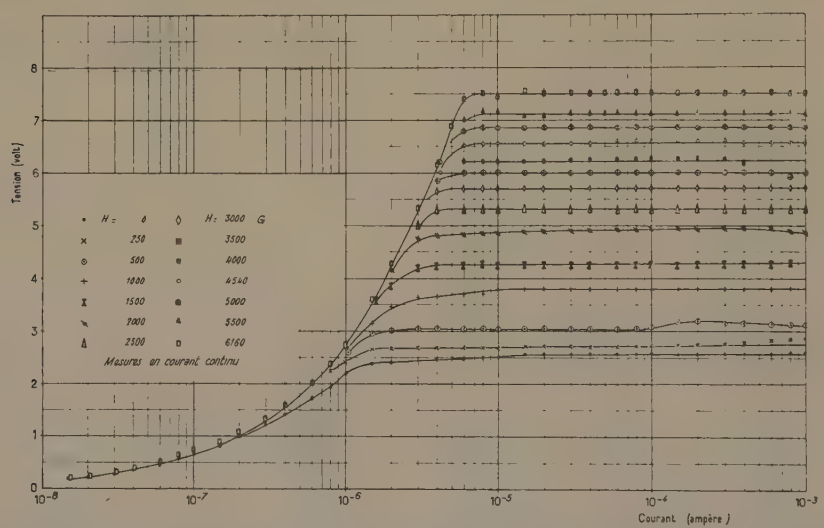


Fig. II.7. — Échantillon Z 170, différence de potentiel entre deux sondes latérales en fonction du courant pour différentes valeurs de l'intensité du champ magnétique $V = f(I)$, H perpendiculaire à I.

soit par sablage. De plus, elles sont reproductibles d'une mesure à l'autre et présentent une résistivité plus élevée que dans les autres cas d'états de surface. D'après Koenig [11], les résultats des mesures sur un échantillon attaqué au CP4 sont indépendants du rapport de la surface au volume, nous en déduisons qu'il en est de même pour les échantillons sablés ; néanmoins, dans ce dernier cas, les mesures doivent être effectuées immédiatement après le traitement de la surface car une exposition de l'échantillon à l'atmosphère ambiante pendant plusieurs jours a pour conséquence d'accroître la conductivité dans les régions précédant l'avalanche.

II.4.2.2. *Contacts.* — De mauvais contacts aux extrémités de l'échantillon peuvent se manifester par :

a) une tension d'avalanche différente suivant les deux sens du courant ;

b) une asymétrie du courant par rapport à la polarité de la tension appliquée ;

c) des résistances de contact ohmiques mais asymétriques. Cet effet est peu gênant durant les mesures sur les échantillons en « pont » (Fig. II-1) ;

d) l'apparition d'une résistance négative immédiatement après avalanche. Ce phénomène dû à un mauvais contact et déjà signalé par Burstein et Sclar [12] n'est observé que si la tension est mesurée aux extrémités de l'échantillon. La mesure aux bornes de deux sondes latérales ne décèle pas cette résistance négative, et permet ainsi de la distinguer de celle qui est une propriété intrinsèque du matériau fortement compensé [13]. Nous avons observé ce phénomène sur quelques soudures ;

e) un phénomène d'hystérésis dans la caractéristique $V = f(I)$. Cet effet accompagne en général le précédent et tous deux sont probablement dus à la présence d'une charge d'espace aux contacts,

résultant d'une oxydation. Une réfection des soudures fait disparaître simultanément ces deux phénomènes parasites ;

f) un léger effet injectant à 4,2 °K sur quelques soudures « ohmiques » à 300 et 77 °K.

Nous vérifions toujours que la résistivité et la tension d'avalanche sont indépendantes du sens du courant ; un contrôle très rapide des soudures est fait en observant à l'oscilloscope la caractéristique $V = f(I)$.

II.4.2.3. *Effet de la lumière.* — Une diminution de la tension d'avalanche n'est observable que pour un éclairement très intense, par contre, la conductivité dans la région précédant l'avalanche est accrue de façon appréciable par tout éclairement si faible soit-il, aussi un écran protecteur en cuivre à la température de l'échantillon enveloppe celui-ci.

II.4.3 Indépendance du champ d'avalanche en fonction des dimensions de l'échantillon.

Nous avons repris les expériences de Burstein et Sclar [12] et confirmé leurs résultats : tension d'avalanche proportionnelle à la longueur de l'échantillon et indépendante de sa section. Ces expériences ont été effectuées sur des barreaux parallélépipédiques prélevés dans le cristal K 1036 (Tableau I) ; les orientations indiquées au paragraphe II.1 étant respectées. La tension d'avalanche est mesurée aux extrémités du barreau.

Il est à remarquer que le champ électrique d'avalanche n'est indépendant de la longueur l de l'échantillon que si $\lambda < l$, λ étant le libre parcours moyen de l'électron [14]. Tous nos échantillons satisfont à cette condition.

II.4.4 Décharge filamentaire.

Dans du germanium fortement compensé, Melngailis et Milnes [15] ont montré que le phénomène d'avalanche est filamentaire ; une tentative pour vérifier ce caractère de la décharge est faite ici sur du matériau peu compensé ($K \approx 0{,}07$). La méthode expérimentale est différente de celle utilisée par les auteurs précédents ; elle consiste à mesurer la résistance transversale, R_T, d'un barreau de dimensions $1 \times 1 \times 11$ mm³ en fonction du courant I_L qui le parcourt longitudinalement. Deux circuits de mesure en courant continu, identiques à celui décrit au paragraphe II.3.1, sont branchés l'un aux extrémités de l'échantillon, l'autre à deux soudures pratiquées au milieu de deux côtés opposés du barreau. La difficulté de l'expérience est d'obtenir une différence de potentiel nulle entre les deux contacts opposés quelle que soit la valeur du courant longitudinal afin de ne pas perturber la mesure de la résistance R_T.

D'après les résultats de mesure (Fig. II-8) on peut considérer sur la courbe $R_T = f(I_L)$, résistance transversale en fonction du courant longitudinal :

— la région 1 qui correspond à la validité de la loi d'Ohm sur la caractéristique longitudinale $V_L = f(I_T)$, R_T reste constant, $R_T = 2{,}5\ 10^7$ ohms jusqu'à $V_L = 0{,}1$ volt ;

— la région 2 où une déviation de la loi d'Ohm est observée sur $V_L = f(I_L)$, R_T décroît de $2{,}5\ 10^7$ à $1\ 10^7$ ohms. Dans cette région la tension aux bornes de l'échantillon croît de 0,1 volt à 7,5 volts. Cette diminution de R_T peut s'expliquer soit par une augmentation du nombre d'électrons libres, soit par une variation de la conductivité par impuretés en

TABLEAU I

N° de l'échantillon	$N_D - N_A$ cm^{-3}	N_A cm^{-3}	N_D cm^{-3}	K	ε_1 10^{-3} eV	ρ ohm.cm 300 °K	ρ ohm.cm 4,2 °K	μ_i cm^2 V^{-1} s^{-1}	μ_c cm^2 V^{-1} s^{-1} 4,2 °K	n_c cm^{-3} 4,2 °K
Z 176	$6{,}1\ 10^{13}$	$8{,}5\ 10^{12}$	$6{,}95\ 10^{13}$	0,12	12,6	21,9	$1{,}2\ 10^{8}$	$7{,}3\ 10^{-4}$	$9\ 10^{5}$	50
Z 170	$9{,}7\ 10^{13}$	$4{,}9\ 10^{13}$	$1{,}46\ 10^{14}$	0,33	12,4	14	$2{,}2\ 10^{6}$	$1\ 10^{-2}$	$1{,}75\ 10^{5}$	20
Z 55	$1{,}15\ 10^{14}$	$3\ 10^{13}$	$1{,}45\ 10^{14}$	0,20	12	15,32	$3{,}75\ 10^{6}$	$2{,}6\ 10^{-2}$	$3\ 10^{5}$	200
K 1 049	$1{,}5\ 10^{14}$	$9{,}8\ 10^{13}$	$2{,}48\ 10^{14}$	0,39	12,7	13,02	$7{,}5\ 10^{5}$	$4{,}1\ 10^{-2}$	$9{,}8\ 10^{4}$	7
Z 42	$2{,}2\ 10^{14}$	$5{,}05\ 10^{13}$	$2{,}7\ 10^{14}$	0,18	11	7,8	$1{,}8\ 10^{6}$	$5{,}9\ 10^{-2}$	$2\ 10^{5}$	$2{,}5\ 10^{3}$
K 1 036	$5{,}2\ 10^{14}$	$3{,}76\ 10^{13}$	$5{,}58\ 10^{14}$	0,067	12,3	3,8	$1{,}4\ 10^{8}$	$8{,}5\ 10^{-4}$	$1{,}15\ 10^{5}$	230
Z 46	$7{,}55\ 10^{14}$	$6{,}17\ 10^{13}$	$8{,}17\ 10^{14}$	0,075	11,91	2,4	$1\ 10^{9}$	$1{,}5\ 10^{-5}$	$1{,}5\ 10^{5}$	600
Z 78	$1{,}2\ 10^{15}$	$1{,}23\ 10^{14}$	$1{,}32\ 10^{15}$	0,09	11,90	1,524	$1\ 10^{9}$	$1{,}7\ 10^{-4}$	$7{,}5\ 10^{4}$	450
Z 83	$3{,}6\ 10^{15}$	$2{,}92\ 10^{14}$	$3{,}89\ 10^{15}$	0,075	11,35	0,530	$5\ 10^{6}$	$5{,}25\ 10^{-4}$	$2{,}5\ 10^{4}$	$2{,}5\ 10^{3}$
Z 80a	$6{,}3\ 10^{15}$	$7{,}8\ 10^{13}$	$6{,}4\ 10^{15}$	0,012	12,3	0,297	$1{,}8\ 10^{6}$	$1{,}3\ 10^{-3}$	$8{,}4\ 10^{3}$	$1\ 10^{3}$
Z 80b$_1$	$5{,}3\ 10^{16}$	$1\ 10^{16}$	$6{,}3\ 10^{16}$	0,16	7,5	0,073	$3\ 10^{5}$	$1{,}2\ 10^{-3}$	$2\ 10^{3}$	$4{,}5\ 10^{3}$
Z 80b$_2$	$2{,}9\ 10^{16}$	$1{,}8\ 10^{16}$	$4{,}7\ 10^{16}$	0,37	~ 7	0,07	$4\ 10^{5}$		$2\ 10^{3}$	
Z 58a	$2{,}5\ 10^{16}$	$2{,}18\ 10^{15}$	$2{,}72\ 10^{16}$	0,08	9,75	0,0852	$5\ 10^{5}$	$2{,}3\ 10^{-3}$	$2{,}1\ 10^{3}$	$2\ 10^{5}$
Z 58b	$3{,}3\ 10^{16}$	$6{,}27\ 10^{15}$	$3{,}93\ 10^{16}$	0,16	8,2	0,072	$1{,}8\ 10^{5}$	$6{,}3\ 10^{-3}$	$2\ 10^{3}$	$3\ 10^{7}$
K 1 062a	$1{,}25\ 10^{17}$			$< 10^{-3}$	~ 4	0,026	250	40		$6\ 10^{14}$
K 1 062b	$2\ 10^{17}$			$< 10^{-3}$		0,015	1,2	80		$6\ 10^{16}$
Z 184	$3{,}1\ 10^{17}$			$< 10^{-3}$		0,01	0,062	480		$2\ 10^{17}$

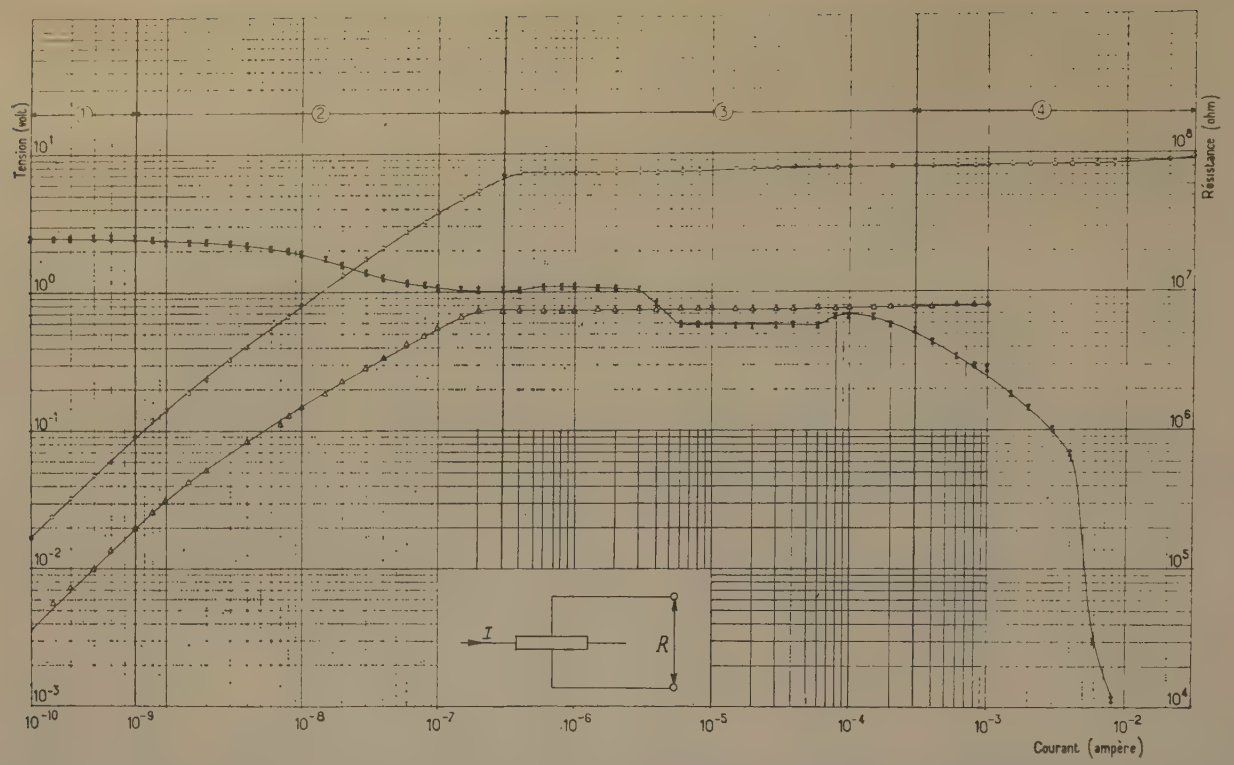


Fig. II.8. — Barreau pris dans le cristal K 1036. Décharge filamentaire o : caractéristique longitudinale : $V_L = f(V_L)$, Δ : caractéristique transversale : $V_T = f(I_T)$, × : résistance transversale du barreau en fonction du courant longitudinal : $R_T = f(I_L)$, pour une tension de mesure de 10^{-2} volt.

fonction de la tension appliquée aux extrémités du barreau. Cette dernière cause semble, comme nous le verrons au chapitre IV, la raison principale de la décroissance de R_T ;

— la région 3 où l'avalanche s'établit avec un courant initial $I_L = 3\ 10^{-7}$ ampère ; jusqu'à la valeur $I_L = 3\ 10^{-4}$ ampère, la résistance R_T reste comprise entre $1\ 10^7$ et $7\ 10^6$ ohms ; la tension (7,5 volts) et le champ électrique restent constants. On peut conclure que le courant croît dans un ou plusieurs filaments d'un facteur 10^3 (donc la densité des électrons libres), le diamètre de ces derniers reste petit et influence peu la résistance transversale. Nous n'expliquons pas les accidents qui se produisent sur la courbe $R_T = f(I_L)$;

— la région 4 à partir de $I_L = 3\ 10^{-4}$ ampère, où R_T présente d'abord une décroissance lente due à une augmentation notable du diamètre des filaments de décharge, puis une chute rapide ; ceci se produit au moment où tous les filaments deviennent tangents ou, s'il en existe un seul, il occupe toute la section du barreau.

II.4.5. Variation du champ d'avalanche en fonction de l'angle entre courant et champ magnétique. $E_a = f(\alpha)$.

On fait subir à l'échantillon une rotation de 360° autour de l'axe $[\bar{1}\ \bar{1}\ 2]$ perpendiculaire à la direction du champ magnétique et à celle du courant $[\bar{1}\ 1\ 0]$. La figure II-9 montre les variations de la tension d'avalanche, E_a, à 4,2 °K, et de la magnétorésistance, $\Delta\rho/\rho$, à 77 °K en fonction de α, angle des

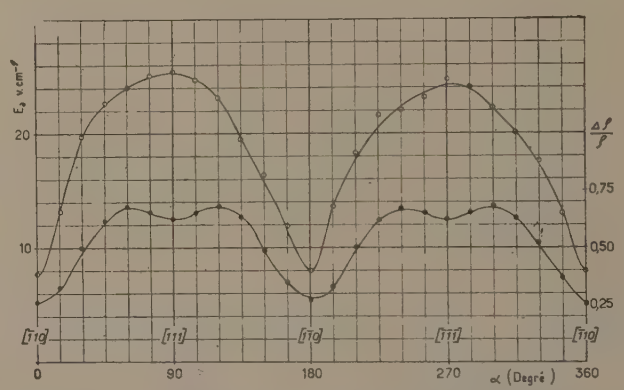


Fig. II.9. — Échantillon K 1 049. Variations en fonction de l'angle α entre le courant et le champ magnétique, (rotation du champ magnétique, H = 5 000 G, autour de l'axe [112]), o : du champ d'avalanche à 4,2 °K, $E_a = f(\alpha)$; • : de la magnétorésistance à 77 °K, $\Delta\rho/\rho = f(\alpha)$.

vecteurs courant et champ magnétique ; les directions cardinales de ce dernier sont indiquées sur la figure II-9. $E_a = f(\alpha)$ est une fonction périodique de période π présentant un maximum pour $\alpha = \pi/2$ (champ magnétique transverse) et un minimum pour $\alpha = 0$ (champ magnétique longitudinal).

L'étude expérimentale de $E_a = f(H)$ est faite pour ces deux valeurs particulières de α sur tous les échantillons.

La courbe $\Delta\rho/\rho = f(\alpha)$ présente la même périodicité que la fonction précédente. L'anisotropie du germanium explique que $\Delta\rho/\rho$ ne soit pas nul pour $\alpha = 0$. Les maximums de $\Delta\rho/\rho$, au lieu de se produire pour $\alpha = \pi/2$, comme cela serait le cas pour un semiconducteur isotrope, se produisent en fait à 60°

et 120°. Bien que la magnétorésistance n'ait pas été étudiée, à notre connaissance, en fonction de α dans le cas particulier d'une rotation du champ magnétique autour de $[\bar{1}\,\bar{1}\,2]$ et que nous ne l'ayons pas calculée en fonction de α, nous pensons que la position des maximums provient de l'anisotropie de la structure de bande du germanium. Pour d'autres orientations relatives des axes cirstallographiques, du courant et du champ magnétique, $\Delta\rho/\rho$ a été étudié en fonction de α et on pourra consulter les références données par Glicksman [16].

CHAPITRE III

EFFET HALL ET RÉSISTIVITÉ EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE

Pour interpréter les caractéristiques $j = f(E)$ et les résultats de mesure de la magnétoavalanche à 4,2 °K, exposés au chapitre IV, il nous est apparu indispensable de connaître pour chaque échantillon la concentration des impuretés majoritaires, le degré de compensation ainsi que la nature des mécanismes de transport à 4,2 °K.

Ces données nous sont accessibles par mesure de résistivité (Fig. III.1) et d'effet Hall (Fig. III.2) en fonction de la température ; dans ce chapitre, nous analysons les propriétés des échantillons déduites de ces mesures.

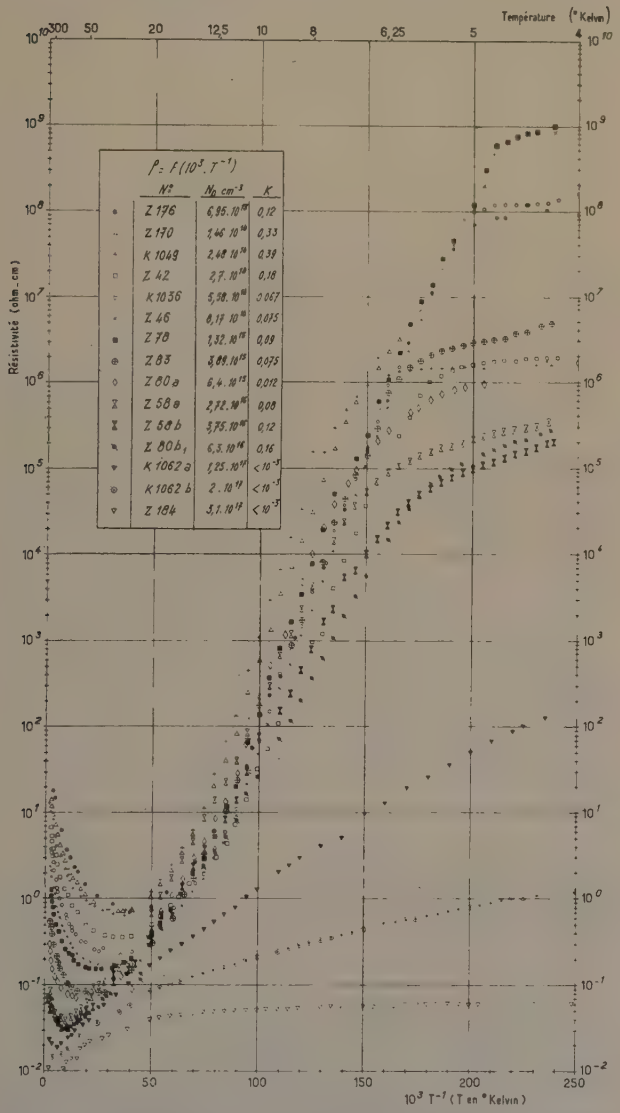


Fig. III.1. — Résistivité du germanium dopé à l'arsenic en fonction de l'inverse de la température.

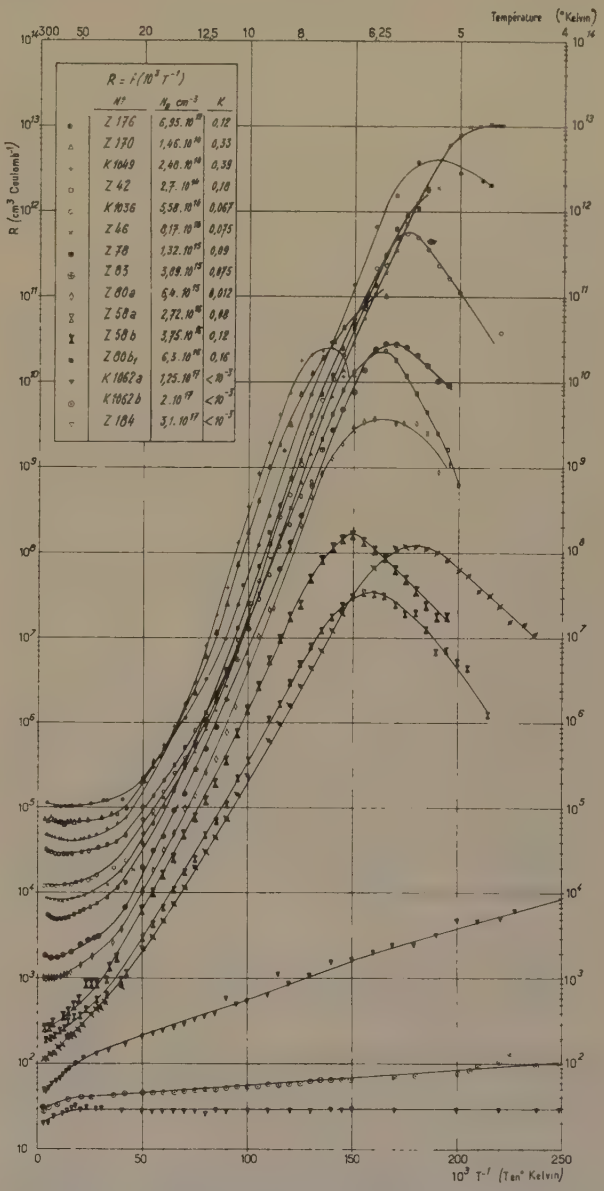


Fig. III.2. — Coefficient de Hall du germanium dopé à l'arsenic en fonction de l'inverse de la température.

Le coefficient de Hall, R, est relié à la densité n des électrons libres, dans le cas de conduction par un seul type de porteurs de charge, pour une intensité du champ magnétique telle que $\omega\tau \ll 1$, par :

$$R = -\frac{<\tau^2>}{<\tau>^2}\frac{1}{ne} = -r\frac{1}{ne}. \qquad \text{(III.1)}$$

La valeur de r est comprise entre 1,18 et 1,93 et s'approche de l'une ou l'autre de ces limites suivant que la diffusion des électrons libres par le réseau ou les impuretés est prédominante. Ceci est vrai dans l'approximation sphérique, mais, dans le cas du

germanium de type n non dégénéré, R est donné par [17, 2] :

$$R = -\,r\,\frac{1}{ne}\,\frac{3K(K+2)}{(2K+1)^2}.$$

Pour des champs magnétiques très grands, ($\omega\tau \gg 1$), r tend vers l'unité et c'est aussi la valeur qu'il prend dans le cas de la conduction métallique.

Aux basses températures, il nous a fallu, en tenant compte de la sensibilité de l'appareil de mesure, utiliser un champ magnétique de 2 000 (Z 176 à Z 83) ou 4 000 gauss (Z 80a à Z 184) suivant le dopage des échantillons, ce qui, pour les plus purs d'entre eux, affecte un peu les valeurs précédentes de r. Ignorant la valeur exacte de ce coefficient, nous lui attribuons dans nos calculs la valeur $r = 1$.

L'intensité des champs magnétiques utilisés est insuffisante pour provoquer une augmentation de l'énergie d'ionisation des impuretés supérieure à 0,15 % [18].

Les mesures de résistivité et d'effet Hall sont effectuées dans le domaine de validité de la loi d'Ohm, aussi, en tout point de mesure, nous vérifions la proportionnalité entre le courant et la tension aux bornes de deux sondes latérales. Ceci n'a pas pu être réalisé pour les premiers points aux basses températures concernant les échantillons K 1 036, Z 46 et Z 78.

Sur aucun échantillon il n'a été constaté un changement de signe du coefficient de Hall à quelque température que ce soit.

Nous analysons les propriétés des échantillons, d'abord dans le domaine de température où le germanium suit la théorie classique des semiconducteurs, ce qui nous permettra de déterminer N_D et N_A, puis aux températures où tous les échantillons montrent un comportement typique de la conduction par impuretés.

III.1. Détermination de N_A et N_D.

III.1.1. Concentration $6\,10^{13}$ cm^{-3} à $6\,10^{16}$ cm^{-3}

L'expression [17, 15, 19] :

$$\text{(III.2)} \qquad \frac{n(n+N_A)}{N_D - N_A - n} = \nu N_c\,\frac{1}{F},$$

donne la densité des électrons libres dans le germanium de type n ($N_D \gg N_A$) en fonction de la température et de la concentration des impuretés. Dans cette équation :

ν est le nombre de minimums équivalents de la bande de conduction, soit 4 pour le germanium,

N_c est la densité d'états dans la bande de conduction :

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2},$$

m^*, dans cette dernière expression, est la masse effective de densité d'états des électrons dans la bande de conduction, soit : $m^* = 0{,}224\,m_0$, en prenant [20] :

$$m_L = (1{,}64 \pm 0{,}03)\,m_0, \qquad \text{à } 4{,}2\ ^\circ\text{K},$$

$$m_T = (0{,}0819 \pm 0{,}003)\,m_0, \text{ à } 4{,}2\ ^\circ\text{K},$$

m_0 est la masse de l'électron libre.

Nous supposons m_L et m_T indépendants de la température.

F, dans l'équation (III.2), est un facteur déterminé par les niveaux d'énergie liés au centre donneur ; aux températures inférieures à 10 °K on peut négliger les états excités de l'arsenic dans le germanium [21] et écrire :

$$\text{(III.3)} \qquad \frac{n(n+N_A)}{N_D - N_A - n} = 2N_c \exp -\varepsilon_1/kT,$$

où ε_1 est l'énergie d'ionisation de l'arsenic.

La validité de cette équation est soumise à la condition que le niveau de Fermi soit de plusieurs kT au-dessous du bas de la bande de conduction.

Aux basses températures, telles que $n < N_A$, l'équation (III.3) devient :

$$\text{(III.4)} \qquad n = \frac{N_D - N_A}{N_A}\,2N_c \exp -\varepsilon_1/kT.$$

Pour des températures telles que :

$$\text{(III.5)} \qquad N_A < n < N_D - N_A,$$

on a :

$$\text{(III.6)} \qquad n = [2N_c\,(N_D - N_A)]^{1/2} \exp -\varepsilon_1/2kT.$$

Aux températures élevées telles que toutes les impuretés soient ionisées, on a :

$$\text{(III.7)} \qquad n = N_D - N_A.$$

Les expressions (III.1), (III.4) et (III.7) nous permettent de déterminer N_D, N_A et $K = N_A/N_D$.

A l'expression (III.7) correspondent les paliers horizontaux des courbes $\log_e R = f(T^{-1})$ (Fig. III.2). Ces paliers débutent à 30 °K pour l'échantillon Z 176 et 230 °K pour l'échantillon Z 80b_1 et se poursuivent jusqu'à 300 °K ; pour les spécimens dont la concentration en impuretés est intermédiaire entre celle du Z 176 et celle du Z 80b_1, le palier débute à une temrature d'autant plus élevée que l'échantillon est plus dopé. Le minimum de R observé sur certains échantillons (Z 42, Z 78, Z 83) entre 80 °K et 100 °K suggère une variation de r en fonction de la température.

La pente ε_1/k de la région linéaire de :

$$\log_e RT^{3/2} = f(T^{-1}),$$

définit ε_1. Cette fonction dévie de la droite vers les hautes températures dès que n devient de l'ordre de grandeur de N_A et vers les basses températures (6 à 7 °K suivant les échantillons) dès l'apparition du phénomène de conduction par impuretés. L'étendue de la région linéaire diminue lorsque la concentration des impuretés croît ; une augmentation du taux de compensation K provoque le même effet (tout au moins pour $K < 0{,}4$). Les valeurs de ε_1

déterminées graphiquement sont données au tableau I.

L'erreur effectuée sur N_A (calculé à l'aide de (III.4)) dépend de la précision avec laquelle ε_1 est déterminé ; en dépit des soins apportés à la mesure de la température, ε_1 n'est connu qu'avec une précision de 1 % (échantillons les plus purs) à 2 % (Z 80b_1) conduisant à une erreur de 20 % à 30 % sur les valeurs de K données au tableau I ; ces dernières ne peuvent donc être considérées que comme des ordres de grandeur.

Il est à remarquer que, pour tous les échantillons la détermination de ε_1 et de N_A s'est faite au-dessous de la température 10 °K.

La pente $\varepsilon_1/2\,k$ n'est nettement observée que sur la courbe relative à l'échantillon Z 80a entre les températures 11,8 °K et 33 °K. Ce spécimen, dans notre série d'échantillons, est le plus faiblement compensé, les autres possèdent une concentration d'accepteurs trop élevée pour que la condition (III.5) soit observée sur une échelle assez étendue de température.

L'échantillon Z 80b_2 s'étant brisé à une température inférieure à 77 °K, durant les mesures d'effet Hall, la valeur de K a été déduite de celle de la mobilité à 77 °K par l'intermédiaire de la formule de Brooks-Herring donnant la mobilité d'impureté en fonction de la densité des centres ionisés N_I [6, 17, 22] :

$$\text{(III.8)} \qquad \mu_I = \frac{2^{7/2}\,K_0^{*}\,(kT)^{3/2}}{\pi^{3/2}\,m^{*1/2}\,e^3\,N_I}\,\frac{1}{\log_e(1+b) - \dfrac{b}{1+b}},$$

où :
$$b = \frac{6}{\pi}\,\frac{K_0\,m^{*}\,(kT)^2}{n\hbar^2\,e^2}.$$

Dans cette équation, nous attribuons à m^* la valeur de la masse effective de conductivité, soit : $m^* = 0{,}12\ m_0$, K_0 est la constante diélectrique du germanium.

Tous les autres paramètres ont déjà été définis Pour nos échantillons la densité des impuretés ionisées est : $N_I = 2N_A + n$.

La valeur de K ainsi obtenue ne peut être qu'approximative car cette expression (III.8) ne tient pas compte :

a) de l'anisotropie des surfaces d'énergie constante [17, 22] ;

b) des sections de diffusion présentées aux électrons par les accepteurs ionisés différentes de celles présentées par les donneurs ionisés [23] ;

c) de la possibilité d'appariement des ions [24].

De plus, la diffusion des électrons par le réseau, les impuretés neutres, les électrons eux mêmes [6, 17] n'est pas négligeable ; par suite, la mobilité que nous mesurons à 77 °K est inférieure à la mobilité d'impureté.

III.1.2. Fortes concentrations. (Échantillons K 1062a, K 1062b, Z 184).

Dans ces échantillons, à 300 °K, les donneurs ne sont pas complètement ionisés, aussi la valeur de $N_D - N_A$, donnée au tableau I est légèrement fausse par défaut.

Les courbes $R = f(T^{-1})$ et $\rho = f(T^{-1})$ relatives à l'échantillon K 1062a permettent de définir approximativement une énergie d'ionisation des impuretés : $\varepsilon_1 \approx 4\ 10^{-3}$ eV.

Nous n'avons aucun moyen de déterminer la compensation relative à ces échantillons, mais la remarque suivante permet d'obtenir un ordre de grandeur de K : ils ont été préparés à partir du germanium de base ayant servi à tirer les cristaux K 1036 et K 1049 et nous pensons qu'ils ont la même concentration d'accepteurs que ces deux derniers, ce qui donnerait une compensation très faible, inférieure à 10^{-3}.

III.1.3. Énergie d'activation ε_1. (Tableau I).

La figure III.3 montre les variations de l'énergie d'ionisation de l'arsenic dans le germanium en fonction de la concentration totale des impuretés $N_D + N_A$ et de la densité des impuretés ionisées à 10 °K (soit approximativement $2N_A$).

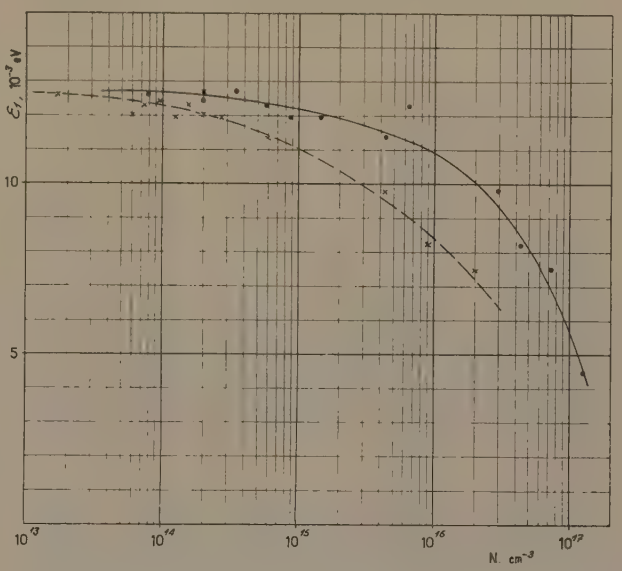


Fig. III.3. — Énergie d'ionisation de l'arsenic dans le germanium en fonction de : • $N_D + N_A$; × la densité des impuretés ionisées à 10 °K.

Pearson et Bardeen ont expliqué la décroissance de ε_1 lorsque la concentration croît par l'attraction entre les électrons libres et les donneurs ionisés [25]. Cette théorie conduit à une variation de ε_1 proportionnelle à $N_I^{1/3}$, N_I étant la densité des donneurs ionisés :

$$\text{(III.9)} \qquad \varepsilon_1 = \varepsilon_0 - \alpha N_I^{1/3},$$

où ε_0 est l'énergie d'ionisation correspondant aux très faibles concentrations ; Debye et Conwell [6] ont attribué à α la valeur $2{,}35\ 10^{-8}$ afin que ε_1 soit nul dans du germanium de type n pour $N_D = 1{,}5\ 10^{17}$ cm^{-3}. Nous retrouvons la même valeur.

Lehman et James [26] ont étudié l'effet sur ε_1 de l'interaction des porteurs libres avec les impuretés

neutres et ionisées. Ils prédisent une décroissance de ε_1 avec la concentration des impuretés plus faible que celle observée expérimentalement aux fortes concentrations et aux basses températures.

En supposant les impuretés réparties comme les nœuds d'un réseau cristallin, Mott prévoit une chute brutale de ε_1 pour une certaine teneur critique [27]. Ceci est en contradiction avec les résultats expérimentaux et, Mott suggère que la décroissance graduelle de ε_1 peut être due à un désordre dans la répartition des impuretés.

Nos mesures de ε_1 n'apportent rien de nouveau sur la connaissance des variations de ε_1 vers les fortes concentrations. D'ailleurs la détermination de ε_1 aux basses températures pour des concentrations $N_D > 10^{16}$ cm^{-3} à partir des mesures du coefficient de Hall deviennent très imprécises, d'autant plus que le phénomène de conduction par impuretés se manifeste à une température de plus en plus élevée au fur et à mesure que la concentration des impuretés croît.

Des courbes $\varepsilon_1 = f(N_D + N_A)$ et $\varepsilon_1 = f(N_I)_{10°K}$, nous déduisons l'énergie d'ionisation correspondant à l'échantillon Z $80b_2$, soit approximativement 7 10^{-3} eV.

III.2. Conduction par impuretés.

III.2.1. Considérations générales.

Dans le germanium de type *n* apparaît aux très basses températures un processus de conduction dit «par impuretés»; ce type de conduction est en général masqué aux températures plus élevées par les électrons de la bande de conduction.

La fonction d'onde d'un électron autour d'un noyau d'arsenic dans le germanium peut s'écrire [28] :

$$\psi(r) = \sum_{\nu=1}^{4} c_\nu \, F_\nu(r) \, \varphi_\nu(r),$$

où α_ν sont des coefficients numériques déterminés par la normalisation et la symétrie du problème ; $\varphi_\nu(r)$ est la fonction de Bloch pour les ν minimums de la bande de conduction. $F_\nu(r)$ est la fonction enveloppe hydrogénoïde :

$$F_\nu(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a^2 b}} \exp\left[-\left(\frac{x^2+y^2}{a^2} + \frac{z^2}{b^2}\right)^{1/2}\right],$$

a et b sont respectivement l'axe longitudinal et l'axe transversal de l'orbite elliptique.

L'amplitude de cette fonction d'onde décroît exponentiellement au voisinage d'une impureté dans le germanium. La présence simultanée de plusieurs impuretés de même type dans le cristal entraîne un recouvrement partiel des fonctions d'onde, même pour de très faibles concentrations, mais aucun processus de conduction n'est possible. Par contre, si le cristal contient également des centres accepteurs (N_A), ces derniers captent un électron en provenance des donneurs, créant ainsi N_A donneurs libres. La probabilité de transition d'un électron par effet tunnel d'un centre neutre (dont le nombre est $N_D - N_A$) à un centre ionisé n'est plus nulle. Si nous appliquons un champ électrique au cristal il apparaît un processus de conduction dit « par sauts ».

La probabilité de transfert de charge s'accroît rapidement quand la teneur des impuretés majoritaires croît. Pour de fortes concentrations ($N_D > 10^{16}$ cm^{-3}) le recouvrement des fonctions d'onde devient important, une « bande d'impuretés » se forme, impliquant que l'électron n'est plus localisé ; la conduction devient possible sans la présence d'accepteurs.

Pour des teneurs N_D encore plus élevées ($N_D > 2\ 10^{16}$ cm^{-3}), la bande d'impuretés et la bande de conduction ne sont plus séparées, un nouveau type de conduction prend naissance suivant lequel les électrons se comportent comme un gaz électronique dégénéré, c'est la conduction métallique.

Au point de vue théorique plusieurs auteurs ont étudié la conduction par impuretés [27, 29 à 31] et certains ont envisagé deux mécanismes de transport [27, 30, 31], l'un effectif aux faibles concentrations, l'autres aux fortes teneurs d'impuretés. Les théories les plus élaborées sont dues d'une part à Kasuya et Koide [31] et d'autre part à Miller et Abrahams [32] ; ces derniers calculent la conductivité par impuretés et leur calcul est valable pour $N_D < 6\ 10^{15}$ cm^{-3} Dans le germanium ce processus de conduction fut signalé en 1954 pour la première fois par Hung et Gliessman [34] et fut depuis l'objet de nombreuses expériences [34 à 42]. Dans le cas d'un matériau non dégénéré, il se manifeste vers les très basses températures par les phénomènes suivants :

a) le coefficient de Hall en fonction de la température dévie de la loi exponentielle, passe par un maximum, puis décroît très rapidement vers les basses températures, jusqu'à devenir non mesurable. Le maximum de R glisse vers les hautes températures lorsque la concentration des impuretés majoritaires croît (Fig. III.2) ;

b) vers la température où l'on observe le maximum de R, la courbe de la résistivité en fonction de la température présente un changement de pente ; celle-ci diminue, puis reste sensiblement constante et positive vers les plus basses températures atteintes (Fig. III.1) ;

c) à partir de la température correspondant au maximum de R, la magnétorésistance décroît très rapidement vers les basses températures (Fig. III.4, III.5).

Le modèle, proposé par Hung et Gliessman, postulant l'existence simultanée de deux types de conduction — conduction par électrons libres et conduction par impuretés — permet d'expliquer approximativement les comportements précédemment décrits. Les expressions de la conductivité et du coefficient de Hall s'écrivent alors :

$$\sigma = (n_c e\mu_c + n_i e\mu_i), \tag{III.10}$$

$$|R| = \frac{n_c \mu_c \mu_{Hc} + n_i \mu_i \mu_{Hi}}{e(n_c \mu_c + n_i \mu_i)^2}, \tag{III.11}$$

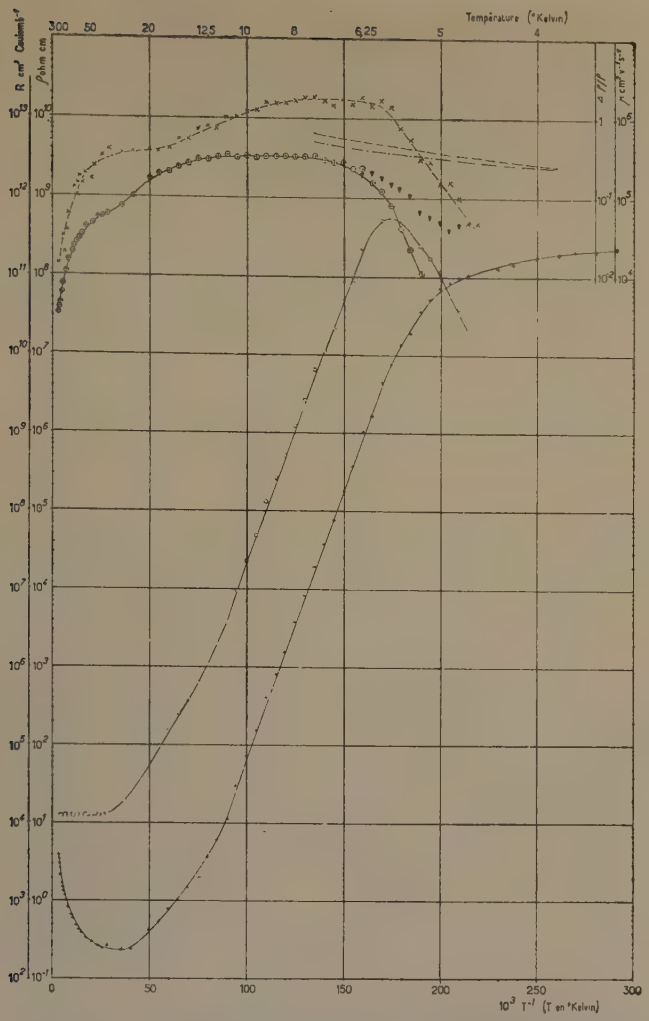


FIG. III.4. — Échantillon K 1 036. Variations en fonction de l'inverse de la température : + : de la résistivité ρ, o : du coefficient de Hall, × : de la magnétorésistance Δρ/ρ, pour H = 2000 G(H⊥I) ; de la mobilité définie par : ⊕ : $\mu^* = R/\rho$, ▼ : $\mu_c = (\mu^* \mu_{ext})^{1/2}$, — — — : la formule de Brooks-Herring μ_I, —·—·— $\mu_c = \mu_I\mu_n/(\mu_I + \mu_n)$.

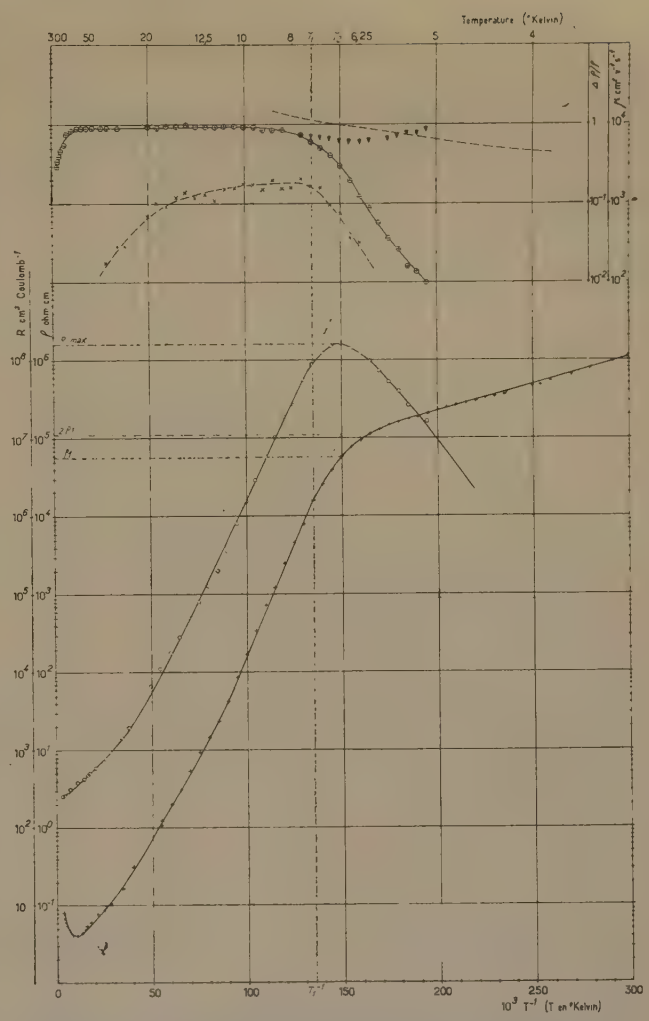


FIG. III.5. — Échantillon Z 58*a*. Variations en fonction de l'inverse de la température : + : de la résistivité ρ, o : du coefficient de Hall R, × : de la magnétorésistance Δρ/ρ : pour H = 4 000 G(H⊥I) ; de la mobilité définie par : ⊕ : $\mu^* = R/\rho$, ▼ : $\mu_c = (\mu^*\mu_{ext})^{1/2}$, — — — la formule de Brooks-Herring μ_I.

où les indices c et i se rapportent respectivement à la conduction par électrons libres et par impuretés ; l'indice H dénote la mobilité de Hall.

Aux hautes températures, telles que :

$$n_c \mu_c \gg n_i \mu_i,$$

$$n_c \mu_c \mu_{Hc} \gg n_i \mu_i \mu_{Hi},$$

la conduction par électrons libres devient prépondérante et est seule observée :

$$\sigma_c = n_c e\mu_c, \qquad |R| = \frac{\mu_{Hc}}{\mu_c}\frac{1}{n_c e},$$

le germanium obéit à la théorie classique des semiconducteurs (région précédemment analysée).

Aux très basses températures, la densité n_c tend vers zéro :

$$n_c \mu_c \ll n_i \mu_i, \quad \sigma_i = n_i e\mu_i,$$

la conduction par impuretés est seule présente et on devrait avoir $n_i \approx N_D - N_A$, puisque le nombre de centres participant à la conduction est indépendant de la température.

On admet généralement, et la théorie de Miller d'après Fritzsche [39] prévoit, que les forces de Lorentz n'agissent pas sur la conduction par sauts ($\mu_{Hi} = 0$), l'expression (III.11) devient :

$$|R| = r_c \frac{n_c \mu_c^2}{e(n_c \mu_c + n_i \mu_i)^2}, \tag{III.12}$$

$$r_c = \mu_{Hc}/\mu_c,$$

montrant que la décroissance très rapide de R vers les basses températures peut être attribuée à une contribution de plus en plus faible des électrons libres au courant total.

En négligeant les variations de μ_i en fonction de la température — ce qui est justifié par la saturation des courbes $\rho = f(T^{-1})$ — l'expression (III.12) montre que R possède un maximum pour :

$$n_c e\mu_c = n_i e\mu_i, \tag{III.13}$$

c'est-à-dire à une température pour laquelle les deux procédés de conduction donneraient la même conductivité.

L'extrapolation aux températures inférieures

à T_1 de la région sensiblement linéaire de $\log_e \rho = f(T^{-1})$ permet de connaître la conductivité des électrons libres : σ_c.

A la température T_2 (fig. III.5) correspondant au maximum de R, la valeur de ρ_c, est, pour tous les échantillons, le double de ρ ; ceci vérifie la validité de l'égalité (III.13) et permet de calculer μ_i :

$$(III.14) \qquad \mu_i = \frac{\sigma_c}{n_i e} = [\rho_c e(N_D - N_A)]^{-1},$$

dont les valeurs très faibles comprises entre $1\ 10^{-5}$ et 10^{-2} cm^2 V^{-1} s^{-1}, en accord avec celles données par Mott [33], sont inscrites au tableau I.

La figure III.2 montre que le coefficient de Hall n'est mesurable, à 4,2 °K, sur aucun échantillon dont la concentration des impuretés majoritaires est inférieure à $6\ 10^{16}$ cm^{-3}. La partie linéaire de $\log_e RT^{3/2} = f(T^{-1})$ prolongée vers les basses températures donne les valeurs de R, $R_{ext.}$, par suite celles de la densité des électrons libres aux températures inférieures à celle d'apparition de la conduction par impuretés ; cette densité n_c à la température de 4,2 °K est donnée au tableau I.

La résistivité d'un semiconducteur en fonction de la température peut être donnée, aux basses températures, par l'expression empirique ci-dessous [36, 37] :

$$(III.15) \qquad \rho^{-1} = C_1 \exp -\frac{\varepsilon_1}{kT} + C_2 \exp -\frac{\varepsilon_2}{kT} + C_3 \exp -\frac{\varepsilon_3}{kT},$$

où : $\varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_3$,

le facteur C_i peut dépendre faiblement de la température.

La première exponentielle représente la conductivité de la bande de conduction, avec l'énergie d'activation ε_1.

Aux très basses températures, sur les courbes $\log_e \rho = f(T^{-1})$:

— la conduction par « sauts » se manifeste par une seule énergie d'activation ε_3 ;

— la conduction par « bande d'impuretés » peut donner lieu à deux énergies d'activation : ε_2, ε_3 [33, 36, 37, 41, 42] ;

— la conduction métallique, d'après Mott [33] peut être définie par $\varepsilon_3 = 0$.

III.2.2. Conduction par « sauts ».

$$N_D \leqslant 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Aux très basses températures ($T < T_1$) (Fig. III.5) on peut écrire :

$$(III.16) \qquad \rho = \rho_0 \exp \varepsilon_3/kT.$$

A température et concentration d'impuretés majoritaires constantes, la résistivité ρ est fonction de K ; aux faible valeurs de ce dernier, il y a peu de centres libres participant à la conduction et, aux fortes valeurs, peu d'électrons pouvent se mouvoir par sauts de centre occupé à centre libre. Lorsque $N_D = N_A$, la conduction doit disparaître et pour $K = 0{,}5$ on doit s'attendre à un minimum de ρ.

D'après la théorie de Miller et Abrahams [32], l'influence de K sur la résistivité est incluse dans ε_3 et le terme ρ_0 en est indépendant. Cette théorie exprime ε_3 en fonction de K et de N_D :

$$(III.17) \qquad \varepsilon_3 = \frac{e^2}{K_0 r_D}(1 - 1{,}35K^{1/3}),$$

lorsque K est inférieur à 0,03 ; et

$$(III.18) \qquad \varepsilon_3 = \delta \frac{e^2}{K_0 r_D},$$

pour $K > 0{,}03$,

$r_D = (3/4\pi N_D)^{1/3}$ est la distance moyenne entre centres donneurs et δ est un coefficient dépendant de la valeur de K ; δ calculé par Miller et Abrahams possède un minimum pour $0{,}45 < K < 0{,}55$ à N_D constant.

Nous avons effectué des mesures de résistivité sur quelques échantillons jusqu'à la température 2 °K et avons déduit ε_3 de la pente des courbes $\log_e \rho = f(T^{-1})$ (Fig. III.6). Les valeurs expérimentales de ε_0 ainsi que celles déduites des expressions (III.17) et (III.18) sont portées au tableau II ; l'accord entre les deux valeurs est satisfaisant.

L'expression (III.17) n'a pu être utilisée que pour l'échantillon Z 80*a* ; pour les autres échantillons, nous avons calculé ε_3 à l'aide de (III.18) en prenant les valeurs de δ données par Miller et Abrahams.

Nous avons tenté de vérifier à 4,2 °K la valeur absolue de la résistivité donnée par la théorie de Miller et Abrahams [32] :

TABLEAU II

Énergie ε_3

N° échantillon	r_D Å	$\varepsilon_3\ 10^{-4}$ eV	
		théorique	expériment.
Z 176	1 510	2,68	3
K 1 049	1 008	2,81	2,02
K 1 036	752	5,55	6
Z 83	394	10,90	11,50
Z 80a	334	18	16
Z 58a	200	16,50	20
Z 58b	185	16,30	18

$$(III.19) \qquad \rho(T) = C(T) \frac{r_D}{a}\left[1 + 18{,}2\left(\frac{a}{r_D}\right)^{3/2}\right] \times \exp\left\{1{,}09\left(\frac{r_D}{a}\right)^{3/2} + \frac{\varepsilon_3}{kT}\right\}.$$

$C_{(T)}$ est fonction, entre autres paramètres (voir [32], des rayons de Bohr et du potentiel de déformation. Nous trouvons $C_{(T)} = 1{,}75\ 10^{-3}$ en prenant $a = 64{,}5\ 10^{-8}$ cm, $b = 22{,}7\ 10^{-8}$ cm, valeurs don-

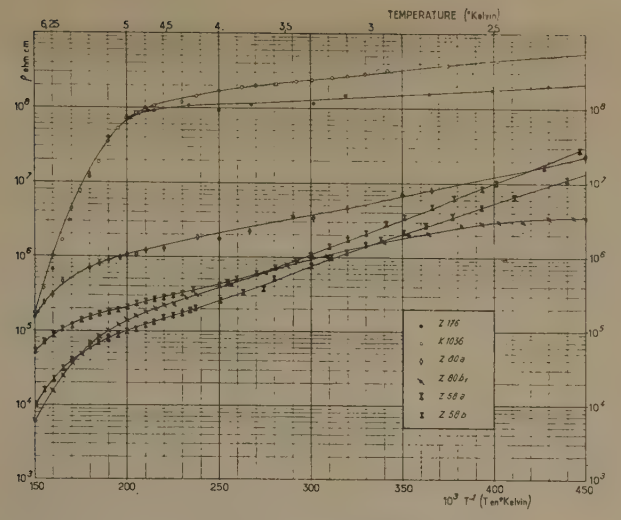


FIG. III.6. — Résistivité en fonction de l'inverse de la température.

nées par Kohn [28] et pour le potentiel de déformation, $E_1 = 18$ eV [43].

Dans l'expression (III.19), nous attribuons à ε_3 la valeur calculée.

Le tableau III permet de comparer la résistivité mesurée à 4,2 °K à celle calculée pour la même température ; les deux valeurs sont en accord pour les échantillons Z 83 et Z 80*a* ; le facteur exponentiel $\exp 1{,}09(r_D/a)^{3/2}$ dans l'expression (III.19) prend une trop grande importance quand r_D croît et nous trouvons des valeurs calculées bien supérieures aux valeurs expérimentales. Ceci peut provenir, dans la théorie de Miller et Abrahams, d'une sous-estimation de la contribution à la conductivité des centres séparés par une distance inférieure à r_D.

TABLEAU III

N° DE L'ÉCHANTILLON	Z 80a	Z 83	Z 78
$N_D \times 10^{-15}$ cm^3	6,4	3,9	1,35
$\rho_{4,2°K}$ ohm.cm mesuré	1,8 10^6	5 10^6	1 10^9
$\rho_{4,2°K}$ ohm.cm calculé	1,3 10^6	6,4 10^6	2,5 10^{11}

A 4,2 °K, la résistivité est très sensible aux variations du taux de compensation ; tous nos échantillons ont une compensation inférieure à 0,4, aussi, autour d'une valeur de concentration d'impureté majoritaire donnée, un accroissement de K, aura pour effet de diminuer la résistivité ; ceci explique qu'au tableau I la décroissance de $\rho_{4,2°K}$ ne suit pas l'ordre croissant de N_D ; ainsi les échantillons Z 78 ($N_D = 1{,}32\ 10^{15}$ cm^{-3}), Z 46 ($N_D = 8{,}17\ 10^{14}$ cm^{-3}), K1036 ($N_D = 5{,}58\ 10^{14}$ cm^{-3}), pour lesquels $K < 0{,}1$ ont, à 4,2 °K, une résistivité supérieure à celle de l'échantillon Z 176 ($N_D = 6{,}95\ 10^{13}$ cm^{-3}) pour lequel $K > 0{,}1$.

III.2.3. Conduction par « bande d'impuretés » ($1\ 10^{16}$ cm^{-3} à $1{,}25\ 10^{17}$ cm^{-3}).

Dans ce domaine de concentration le coefficient de Hall en fonction de la température, mesuré sur du germanium *p* contenant du gallium [36, 39], de l'indium [36] ou sur du germanium *n* dopé à l'antimoine [36, 37], présente en général une allure plus compliquée, vers les basses températures, que celle que nous observons sur les quatre échantillons Z 58*a*, Z 58*b*, Z 80b_1 et K 1 062*a*. De plus, le coefficient de Hall est mesurable jusque vers 2 °K alors que nous ne l'observons à cette température que sur l'échantillon K 1 062*a*.

L'allure des courbes $\log_e R = f(T^{-1})$ et $\log_e \rho = f(T^{-1})$ relatives aux trois échantillons Z 58*a*, Z 58*b* et Z 80b_1 ne se distingue pas de celle correspondant aux échantillons moins dopés.

Nous observons les deux énergies d'activation ε_2 et ε_3 sur l'échantillon Z 80b_1, elles valent : $\varepsilon_2 \approx 1{,}7\ 10^{-3}$ eV entre 3,3 °K et 5,5 °K, $\varepsilon_3 \approx 6\ 10^{-4}$ eV au-dessous de 3,3 °K ; la concentration des impuretés majoritaires et le taux de compensation correspondant à cet échantillon sont respectivement :

$$N_D = 6{,}3\ 10^{16}\ \text{cm}^{-3}, \quad K = 0{,}16.$$

La courbe $\log_e \rho = f(T^{-1})$ relative à l'échantillon K 1 062*a* présente une pente décroissant régulièrement vers les basses températures. Elle vaut à 20 °K : $3{,}5\ 10^{-3}$ eV et à 4,2 °K : $2{,}8\ 10^{-3}$ eV. Par contre, sur $\log_e R = f(T^{-1})$ on n'observe qu'une seule pente entre les mêmes températures : $1{,}65\ 10^{-3}$ eV, valeur inférieure aux précédentes. Pour des concentrations $N_D \geqslant 1\ 10^{17}$ cm^{-3}, Fritzsche [37, 38] a déjà signalé que, pour un même échantillon, la pente de $\log_e R = f(T^{-1})$ est en général inférieure à celle de $\log_e \rho = f(T^{-1})$ aux basses températures.

Au tableau IV nous comparons les résultats de nos mesures à ceux obtenus par Fritzsche sur du germanium *n* (antimoine) [37]. Les deux séries d'échantillons présentent sensiblement la même concentration d'impuretés majoritaires. Les résistivités et coefficients de Hall relatifs à nos échantillons sont bien plus élevés que ceux observés par Fritzsche (échantillons F). L'examen de ce tableau suggère que la compensation joue un rôle important dans la conduction par « bande d'impuretés » ; onpeut penser qu'un accroissement de la compensation diminue cette conduction. En ce qui concerne l'antimoine, les expériences de Davis et Compton [42] ont montré qu'une augmentation de K accroît la résistivité, à une température donnée, pour $N_D \geqslant 5{,}4\ 10^{16}$ cm^{-3} et la diminue pour $N_D \leqslant 4{,}5\ 10^{16}$ cm^{-3} (dans ce dernier cas $K < 0{,}4$). Mais dans cette région de concentrations il n'existe pas de preuves expérimentales, à notre connaissance, de l'influence de K sur la résistivité du germanium dopé à l'arsenic.

Les expériences de Fritzsche concernent l'anti-

TABLEAU IV

N° de l'échantillon	F 17 Sb	Z 58a As	F 18 Sb	Z 58 As	F 22 Sb	Z 80b$_1$ As
$N_D \times 10^{-16}$ cm^{-3}	2,4	2,7	3,5	3,9	6,4	6,3
K	0,02 — 0,06	0,08	0,02 — 0,06	0,16	0,02 — 0,06	0,16
ρ 2,5 °K ohm.cm	3,2 10^4	1 10^7	6 10^3	5,4 10^6	34	3 10^6
R max. cm^3 cb^{-1}	5 10^5	1,5 10^8	$\sim$ 4 10^4	3,5 10^7	$\approx$ 800	1,2 10^8

moine et les nôtres ont trait à l'arsenic. Nous pensons qu'à concentrations, N_D, identiques et à compensations, K, comparables, la conductivité par « bande d'impuretés » dépend de la nature de l'impureté et qu'en particulier elle est plus faible dans le cas de l'arsenic dans le germanium que dans celui de l'antimoine [41].

Enfin remarquons que les énergies d'activation ε_3 pour les échantillons Z 58*a* et Z 58*b* ne diffèrent que de 20 % de celles calculées à l'aide de la théorie de Miller et Abrahams (tableau II) ; comme celle-ci cesse d'être applicable au-delà de 6 10^{15} cm^{-3}, nous en déduisons que cet accord est fortuit.

III.2.4. Conduction métallique.

($N_D > 1{,}25\ 10^{17}$ cm^{-3}).

On observe sur les courbes $\log_e \rho = f(T^{-1})$ relatives aux échantillons K 1 062*b* ($N_D = 2\ 10^{17}$ cm^{-3}) et Z 184 ($N_D = 3{,}1\ 10^{17}$ cm^{-3}) une première pente entre 20 °K et environ 4,5 °K et une deuxième au-dessous d'environ 4,5 °K (tableau V).

Nous savons que pour $N_D \geqslant 1\ 10^{17}$ cm^{-3} la résistivité et le coefficient de Hall croissent avec la compensation K [37, 38]. Les échantillons K 1 062*b* et Z 184 présentent un taux de compensation faible et du même ordre de grandeur, nous n'observons aucune influence relative de ce dernier.

III.2.5. Décroissance de la magnétorésistance avec la température ($T < T_1$, Fig. III-5).

En faisant l'hypothèse qu'il n'y a pas d'effet Hall sur la conduction par sauts et en supposant $\omega\tau \ll 1$, la magnétorésistance relative à un modèle à deux types de porteurs s'écrit [1] :

$$\text{(III.20)} \quad \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_H - \rho}{\rho} = \frac{1 - \dfrac{\sigma_c}{\sigma_c + \sigma_i}\,\alpha^2 H^2}{\left(1 - \dfrac{\sigma_c}{\sigma_c + \sigma_i}\,\alpha^2 H^2\right)^2 + \left[\dfrac{\sigma_c}{(\sigma_c + \sigma_i)^2}\,\mu_{cH}\, H\right]^2} - 1,$$

où

$$\alpha = \frac{e}{m^*}\left[\frac{<\tau^3>}{<\tau>}\right]^{1/2}.$$

TABLEAU V

Pente de	Température	K 1 062b	Z 184
$\log_e \rho = f(T^{-1})$	4,5 °K $< T <$ 20 °K	1,2 10^{-3} eV	1,2 10^{-4} eV
$\log_e \rho = f(T^{-1})$	$T <$ 4,5 °K	3,7 10^{-4} eV	0
$\log_e R = f(T^{-1})$	$T <$ 20 °K	3,3 10^{-4} eV	0

Sur ces deux échantillons le coefficient de Hall est mesurable jusqu'à 2 °K, la courbe $\log_e R = f(T^{-1})$ présente une pente inférieure à celle de $\log_e \rho = f(T^{-1})$, remarque déjà faite au sujet de l'échantillon K 1 062*a*. Au-dessous de 50 °K, seul l'échantillon Z 184 présente un coefficient de Hall constant et si la condition $\varepsilon_3 = 0$ définit la conduction métallique [33], celle-ci ne se manifeste que sur ce dernier échantillon.

Dans ce domaine de concentrations la courbe du coefficient de Hall en fonction de la température présente en général un maximum [38, 39, 40]. Nous ne l'observons pas sur l'échantillon K 1062*b* et, sur l'échantillon Z 184 il est à peine perceptible vers 50 °K.

Lorsque la température décroît au-dessous de T_1 (Fig. III.5) σ_c et $\sigma_c/(\sigma_c + \sigma_i)$ tendent vers zéro ; c'est ce que nous observons sur tous les échantillons. L'expression (III.20) ne donne qu'une explication qualitative du phénomène car nous avons supposé $\omega\tau \ll 1$, or la magnétorésistance est mesurée pour une intensité du champ magnétique (2 000 ou 4 000 gauss) telle que cette condition n'est pas observée dans les échantillons les plus purs.

L'hypothèse implicite dans (III.20) que σ_i est indépendant du champ magnétique à température constante est vérifiée expérimentalement à la précision près de nos mesures (2 %), car à 4,2 °K pour $H \leqslant 6\,000$ G nous ne décelons aucune magnétorésistance sur tous nos échantillons à l'exception

du spécimen Z 176 ($\Delta\rho/\rho \approx 10$ %). Dans ce dernier cas nous ne pouvons pas dire si elle est due à une concentration résiduelle d'électrons libres à grande mobilité ou à la conduction par sauts.

Mikoshiba [44] a montré que la conduction par sauts présente une magnétorésistance résultant de deux effets simultanés : réduction du rayon de la fonction d'onde par la présence du champ magnétique et déphasage de l'une par rapport à l'autre des fonctions d'onde de deux donneurs voisins. Si nous appliquons son calcul [45] aux échantillons Z 176, Z 55, Z 170, K 1 049, nous trouvons, pour un champ magnétique transversal de 6 000 G, $\Delta\rho_i/\rho_i$ de l'ordre de 17 %, valeur bien supérieure aux observations expérimentales. Celles-ci sont plus en accord avec les valeurs données par Miller et Abrahams [32] (< 1 % pour 3 000 G).

III.3. Mobilité des électrons libres.

Mobilité apparente. Pour les températures comprises entre 300 °K et T_1, le rapport R/ρ représente la mobilité de Hall des électrons de la bande de conduction. Entre T_1 et la température pour laquelle la tension de Hall cesse d'être mesurable, ce rapport n'est plus significatif. Dans ce dernier domaine de température, nous appelons R/ρ mobilité apparente et l'expression (III.12) permet d'écrire :

$$\text{(III.21)} \qquad \mu^* = \frac{R}{\rho} = r_c \frac{\sigma_c}{\sigma_c + \sigma_i} \mu_c.$$

Nous avons vu à propos de la magnétorésistance que $\sigma_c/(\sigma_c + \sigma_i)$ tend vers zéro lorsque la température décroît, par suite μ^* chute très rapidement vers les basses températures, c'est ce que nous observons sur tous les échantillons (Fig. III.4, III.5).

***Mobilité déterminée a partir de* R *pour* $T < T_1$.** Tant que le coefficient de Hall est mesurable on peut obtenir la mobilité des électrons de la bande de conduction aux températures inférieures à T_1 à l'aide de l'expression (III.12), qui s'écrit :

$$\text{(III.22)} \qquad |R| = r_c \frac{n_c e\mu_c^2}{\sigma^2}.$$

Dans cette équation nous connaissons par mesure R et $\sigma = (n_c e\mu_c + n_i e\mu_i)$. Il reste n_c ; nous le déterminons en extrapolant la région linéaire de $\log_e RT^{3/2} = f(T^{-1})$ vers les basses températures, ce qui donne à toute température le coefficient de Hall dû aux électrons de la bande de conduction : $R_{ext.}$. On en déduit : n_c qui porté dans (III.22) donne :

$$\text{(III.23)} \qquad \mu_c = r_c \frac{(RR_{ext.})^{1/2}}{\rho} = r_c (\mu^* \mu_{ext.})^{1/2}.$$

en posant : $\mu_{ext.} = R_{ext.}/\rho$; on suppose $r_c = 1$.

Les valeurs de μ_c déterminées à l'aide de (III.23), relatives aux échantillons les plus purs, sont très dispersées. Ceci provient de ce que les mesures de R sont entachées de bruit vers les basses températures du fait de la faible densité des électrons libres. La dispersion est moins grande sur les valeurs de μ_c relatives aux échantillons les plus dopés (Fig. III.5).

Mobilité calculée. Au-dessous de la température pour laquelle le coefficient de Hall cesse d'être mesurable, la valeur de la résistivité est la seule donnée expérimentale, ce qui est insuffisant pour obtenir la mobilité. Nous calculons un ordre de grandeur de celle-ci à l'aide de :

$$\text{(III.24)} \qquad \frac{1}{\mu_c} = \frac{1}{\mu_T} + \frac{1}{\mu_I},$$

— μ_T est la mobilité due à la diffusion des électrons par le réseau. Cette mobilité est déterminée expérimentalement entre 80 °K et 8° K — voir plus loin — et obtenue par extrapolation aux températures inférieures à 8 °K ;

— μ_I, celle due à la diffusion par les impuretés ionisées. Cette dernière est calculée à l'aide de la formule de Brooks-Herring (III.8) dans laquelle le terme logarithmique représente la perturbation apportée par les électrons libres au champ électrique créé par les centres ionisés, la densité des électrons

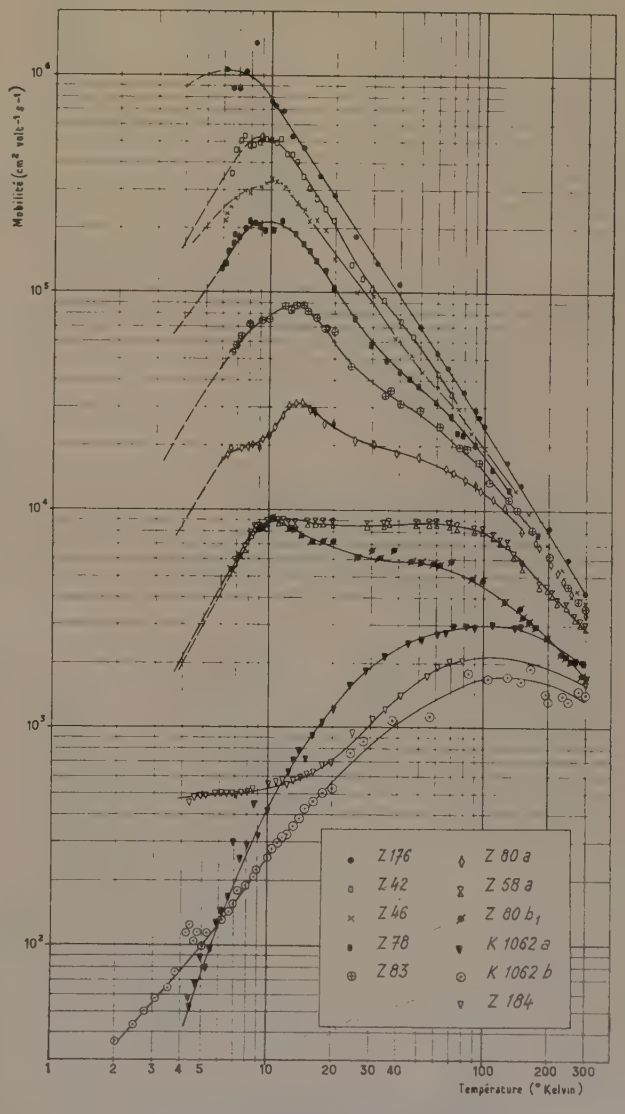


Fig. III.7. — Mobilité des électrons libres en fonction de la température.

libres étant très faible, cette perturbation doit être négligée. Comme précédemment, nous avons attribué à m^* la valeur de la masse effective de conductivité.

Pour les échantillons dont la concentration des impuretés est supérieure à $3\ 10^{15}$ cm^{-3} (Z 83) — dans la zone de température ci-dessus définie — et pour tous les échantillons à 4,2 °K, on peut écrire :

$$\mu_c \approx \mu_I.$$

Nous inscrivons au tableau I les valeurs calculées de la mobilité à 4,2 °K pour les échantillons Z 176 à Z 58*b* ; celles correspondant aux échantillons K 1 062*a*, K 1 062*b* et Z 184 sont des valeurs expérimentales : $\mu = R/\rho$.

***Réseau de courbes* $\mu = f(T)$.** La figure III-7 représente un réseau de courbes expérimentales $\mu = R/\rho = f(T)$ entre environ 6 °K et 300 °K. Les courbes en pointillés correspondent à $\mu_c = (\mu_I\ \mu_r)/(\mu_I + \mu_r)$. Pour plus de clarté, nous avons omis de représenter tous les échantillons ; en particulier entre les courbes Z 176 et Z 42 se situent celles des échantillons Z 170, Z 55, K 1 049 et K 1 036. La mobilité relative aux échantillons K 1 062*a*, K 1 062*b* et Z 184 est donnée à toute température par $\mu = R/\rho$ car le coefficient de Hall est mesurable jusqu'aux plus basses températures atteintes.

***Mobilité de réseau* μ_r.** De la courbe expérimentale $\mu = f(T)$ relative à l'écahntillon le plus pur, Z 176, nous déduisons les variations de la mobilité de réseau μ_r, en fonction de la température. Au-dessous de 80 °K, seuls les phonons acoustiques diffusent les électrons et la mobilité de réseau μ_r suit une loi théorique en $T^{-3/2}$ [46, 17]. Au-dessus de 100 °K la mobilité de réseau varie en $T^{-\alpha}$, nous trouvons $\alpha = 1{,}64$; cette déviation de la loi en $T^{-3/2}$ est attribuée à la diffusion par les phonons optiques et à la diffusion intervallée [2, 49, 52].

Au tableau VI nous comparons nos résultats à ceux, théoriques et expérimentaux, de plusieurs auteurs. L'accord est satisfaisant.

Au-dessus de 100 °K les échantillons Z 170, Z 55, K 1 049, Z 42 et Z 46 donnent la même variation de la mobilité en $T^{-1,64}$ mais avec une constante A légèrement différente d'un échantillon à l'autre.

Remarquons à nouveau que les mobilités que nous avons déterminées sont des mobilités de Hall et que nous avons supposé $\mu_H/\mu_c = 1$.

TABLEAU VI

Mobilité de réseau μ_r

$T < 80$ °K		$T > 100$ °K	
Théorique :		*Déterminations expérimentales* :	
Modèle isotrope :			
Shockley, Bardeen [46] [17]	$1{,}3\ 10^7\ T^{-3/2}$	Morin, Maïta [49, 50]	$4{,}9\ 10^7\ T^{-1,66}$
Modèle anisotrope :			
Herring, Vogt [47]	$2{,}8\ 10^7\ T^{-3/2}$	Debye, Conwell [6]	$A\ T^{-1,64}$
Paige [2]			
Dakhovskii [48]	$2{,}82\ 10^7\ T^{-3/2}$	Morgan [53]	$A\ T^{-1,75}$
Déduite de l'expérience :			
Morin, Maïta [49, 50]	$2{,}4\ 10^7\ T^{-3/2}$		
Paige, McLean [51]	$A\ T^{-3/2}$		
Nos expériences	$2{,}48\ 10^7\ T^{-3/2}$	Nos expériences	$4{,}85\ 10^7\ T^{-1,64}$

CHAPITRE IV

CARACTÉRISTIQUE j(E) A TEMPÉRATURE FIXE. MAGNÉTOAVALANCHE

Nous avons vu au chapitre précédent qu'à 4,2 °K nos échantillons présentent une densité d'électrons dans la bande de conduction très faible et que la conduction par impuretés est dominante.

Avant d'analyser les résultats de la magnéto-avalanche à 4,2 °K, nous étudions certaines propriétés de nos échantillons en fonction du champ électrique à température de réseau constante.

La croissance de la conductibilité [54] avec le champ électrique et l'établissement de l'avalanche sont des propriétés bien connues du germanium n ou p aux basses températures. L'avalanche fut mise en évidence pour la première fois, à la température de l'hélium liquide par Burstein *et al.* [55] en 1953 puis Sclar et Burstein [12] en donnèrent une étude détaillée. Depuis lors, ce phénomène a été l'objet de très nombreuses expériences [11, 13, 14], [56 à 53] ; le germanium utilisé contenait soit des éléments des colonnes III et V, soit des impuretés créant des niveaux plus profonds [12, 61, 63].

IV.1. Étude des échantillons en fonction de champ électrique.

IV.1.1. Densité des électrons libres en fonction du champ électrique. Critère d'avalanche.

La densité des électrons dans la bande de conduction du germanium n pour un champ électrique constant et une température de réseau donnée peut être déterminée en considérant l'équilibre entre les différents taux de génération et de recombinaison des porteurs. On peut écrire l'équation ci-dessous due à Price [60] et utilisée par Koenig [58, 60], Chuenkov [64] et Yamashita [65] :

$$\text{(IV.1)} \qquad \frac{dn}{dt} = (A_T + A_I\, n)\,(N_D - N_A - n) - (B_T + B_I\, n)\, n(N_A + n),$$

où A_T est le taux de génération thermique (en s^{-1}) ;

A_I le taux de génération par chocs des électrons sur les impuretés neutres (en $cm^3\ s^{-1}$) ;

les taux de recombinaison par les processus inverses sont :

B_T taux de recombinaison (en $cm^3\ s^{-1}$) ;

B_I taux de recombinaison par effet Auger ($cm^6\ s^{-1}$).

A_T, B_T et B_I sont fonctions de la température du réseau T et de la fonction de distribution en énergie des électrons f(ε) ; A_I ne dépend que de f(ε).

Aux basses températures :

$$n \ll N_A, \quad n \ll N_D - N_A,$$

et l'équation (IV.1) devient :

$$\text{(IV.2)} \qquad \frac{dn}{dt} = (A_T + A_I\, n)\,(N_D - N_A) - (B_T + B_I\, n)\, nN_A.$$

Tant que n reste petit le terme en n^2 est négligeable (correspondant à une densité de courant $j < 10^{-3}$ A cm^{-2} pour les échantillons moyennements purs) ; en régime permanent on a $\dfrac{dn}{dt} = 0$ et l'équation (IV.2) donne :

$$\text{(IV.3)} \qquad n = \frac{A_T\,(N_D - N_A)}{B_T\, N_A - A_I\,(N_D - N_A)}.$$

Pour les faibles champs électriques A_I est petit et n varie en sens inverse de B_T :

$$\text{(IV.4)} \qquad n = \frac{A_T}{B_T}\left(\frac{N_D}{N_A} - 1\right).$$

Le taux B_T décroît quand l'énergie des électrons croît [58, 60], ainsi n augmente avec le champ électrique.

Pour des champs électriques plus élevés A_I n'est plus négligeable, B_T décroît en fonction de E et le dénominateur de (IV.3) tend vers zéro. Dans cette région une faible variation de f(ε), donc de B_T et de A_I, en fonction du champ électrique appliqué fait croître n rapidement, d'où avalanche ; cette croissance de n a lieu tant que le terme en n^2 est négligeable dans (IV.2). Le critère d'avalanche est donc sensiblement :

$$\text{(IV.5)} \qquad (N_D - N_A)/N_A = B_T/A_I.$$

IV.1.2. Caractéristiques j(E) dans le domaine de conduction par électrons libres. ($T > T_1$).

Sur les échantillons Z 176 et K 1 036, nous avons mesuré la densité de courant et le coefficient de Hall en fonction du champ électrique respectivement aux températures 7,14 °K et 7,9 °K — région linéaire de $\log_e RT^{3/2} = f(T^{-1})$. A ces températures la conduction par impuretés est négligeable devant celle par électrons libres et le phénomène d'avalanche est encore observable. Sur la figure IV.1 pour l'échantillon Z 176 et la figure IV.2 pour l'échantillon K 1 036, nous avons représenté la densité de courant j, la résistivité ρ, la densité des porteurs de charge n et la mobilité μ en fonction du champ électrique E. La densité des électrons de la bande de conduction a été obtenue en supposant $\mu_H/\mu_c = 1$.

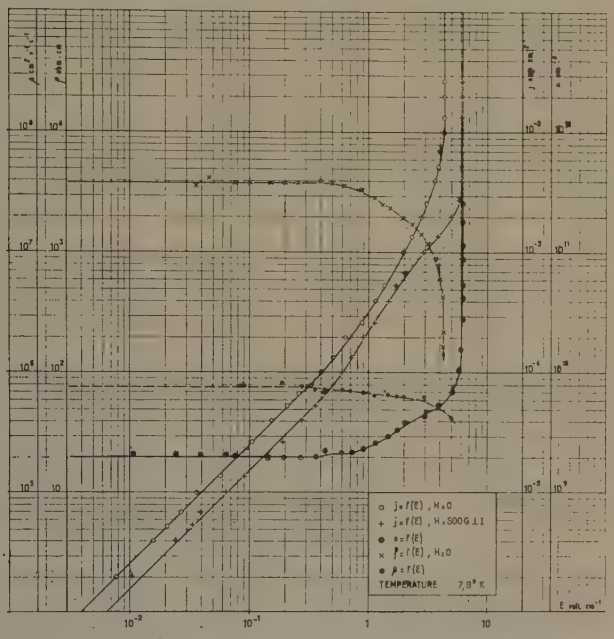


Fig. IV.1. — Échantillon Z 176 à 7,9 °K : variations en fonction du champ électrique pour :
1) $H = 0$, de la densité du courant j et de la résistivité ρ,
2) $H = 500$ G ($H \perp I$) de la densité de courant j, la densité des électrons libres n et la mobilité μ.

Considérons l'échantillon Z 176 (Fig. IV.1) ; en fonction de E nous distinguons trois régions :

a) pour les champs électriques inférieurs à 0,35 V cm^{-1}, la loi d'Ohm est observée, j est proportionnel à E ; n, ρ et μ restent constants ;

b) à partir de $E = 0{,}35$ V cm^{-1}, la densité de courant croît plus vite que ne l'indique la loi d'Ohm; cette croissance de la conductibilité est associée à une augmentation de n, μ restant à peu près constant. Dans cette région, dite de « préavalanche », le taux de recombinaison B_T décroît en fonction de E et n croît d'après (IV.4) ;

c) lorsque le champ électrique atteint

$$E_a = 4{,}4 \text{ V cm}^{-1},$$

la relation (IV.5) est vérifiée, n et j croissent très rapidement, le champ critique E_a est appelé champ d'avalanche. L'énergie acquise par les électrons n'est pas entièrement cédée au réseau, les porteurs ne sont pas en équilibre thermique avec ce dernier, ils sont dits « chauds ». Dans cette région on suppose que l'énergie moyenne de l'électron est de l'ordre de grandeur de l'énergie d'ionisation ε_1 de l'impureté, ce qui explique que la multiplication des porteurs se produit pour un champ électrique relativement faible dans le germanium contenant de l'arsenic — il en est de même des autres éléments des colonnes III et V, en particulier pour les faibles concentrations d'impuretés, car alors aux basses températures la mobilité est très élevée.

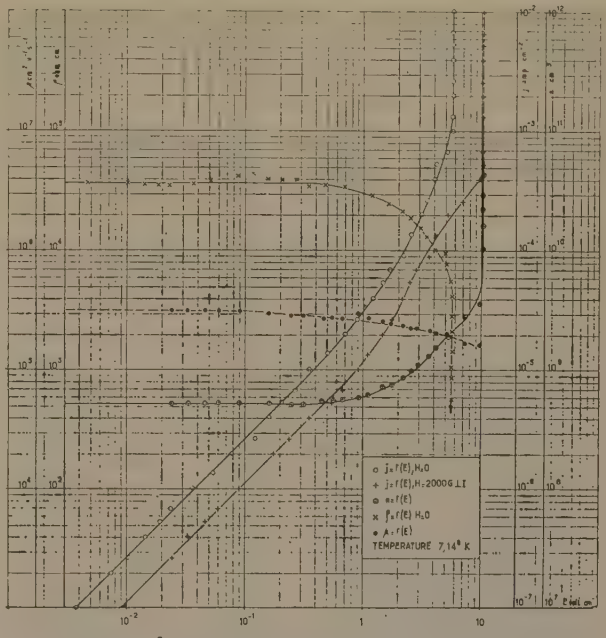


Fig. IV.2. — Échantillon K 1036 à 7,14 °K : variations en fonction du champ électrique pour :
1) $H = 0$, de la densité de courant j et de la résistivité ρ,
2) $H = 2000$ G ($H \perp I$) de la densité de courant j, la densité des électrons libres n et la mobilité μ.

Nous n'avons relevé que le début du palier vertical de j(E), mais la multiplication des porteurs se poursuit jusqu'à ionisation complète des impuretés et la densité de courant j peut être multipliée par un facteur 10^5. Nous appelons cette région « région d'avalanche ».

La caractéristique j(E) possède une quatrième région à pente positive lorsque le terme n^2 dans (IV.2) n'est plus négligeable. Nous n'avons pas étudié cette région.

La mobilité μ est obtenue à partir des mesures du coefficient de Hall en présence d'un champ magnétique de 500 gauss et de celles de la résistivité. Pour les champs électriques inférieurs à 0,35 V cm^{-1}, elle reste constante : $\mu = 7{,}6\ 10^5$ cm^2 V^{-1} s^{-1}. Dans la région de préavalanche la mobilité des électrons décroît lentement quand le champ électrique croît ; dans cet échantillon et à cette température, les électrons sont surtout diffusés par les phonons et l'accroissement de l'énergie moyenne des électrons entraîne une diminution de la mobilité.

Les mesures sur l'échantillon K 1 036 (fig. IV.2) sont faites en présence d'un champ magnétique de 2 000 gauss. Son comportement en fonction du champ électrique est analogue à celui de l'échantillon Z 176.

Koenig *et al.* signalent un maximum de la mobilité entre 0,2 et 1 V cm^{-1} pour des échantillons très peu dopés ($N_D - N_A < 4\ 10^{13}\ cm^{-3}$) à des températures situées vers 7 °K et 9 °K [60]. L'amplitude de ce maximum devient plus importante vers de plus basses températures et pour des concentrations plus élevées [11]. Ce maximum ne semble guère perceptible ni sur l'échantillon Z 176 à 7,9 °K, ni sur l'échantillon K 1 036 à 7,14 °K.

IV.1.3. Caractéristiques j(E) à 4,2° K.

Nous avons relevé les caractéristiques $j(E)$ sur tous les échantillons à 4,2 °K ; elles présentent les trois régions précédemment définies, mais leur allure diffère suivant la concentration en impuretés (fig. IV.3, IV.4, IV.5).

Un caractère général est l'absence de magnétorésistance dans les régions linéaires et de préavalanche (fig. IV.3, IV.4). Une croissance de la résistivité en fonction du champ magnétique ne se manifeste que peu avant l'avalanche. Puisque $\rho_H/\rho \simeq 1$, on déduit de (III.26) que $\sigma_i \gg \sigma_c$, la conductivité par impuretés reste dominante jusque vers l'établissement de l'avalanche.

Depuis les travaux de Mac Whorter et Rediker [13, 66], nous savons que la caractéristique $j(E)$ du germanium fortement compensé ($K = 0{,}6$ à $0{,}95$) montre une résistance négative dès que le champ critique E_a est atteint ; le champ électrique chute brusquement à la valeur E_m pour s'y maintenir jusqu'à ionisation complète. Dans notre série d'échantillons, le K 1 049 présente la plus forte compensation ($K \simeq 0{,}4$) se traduisant par une légère résistance négative à l'apparition de l'ava-

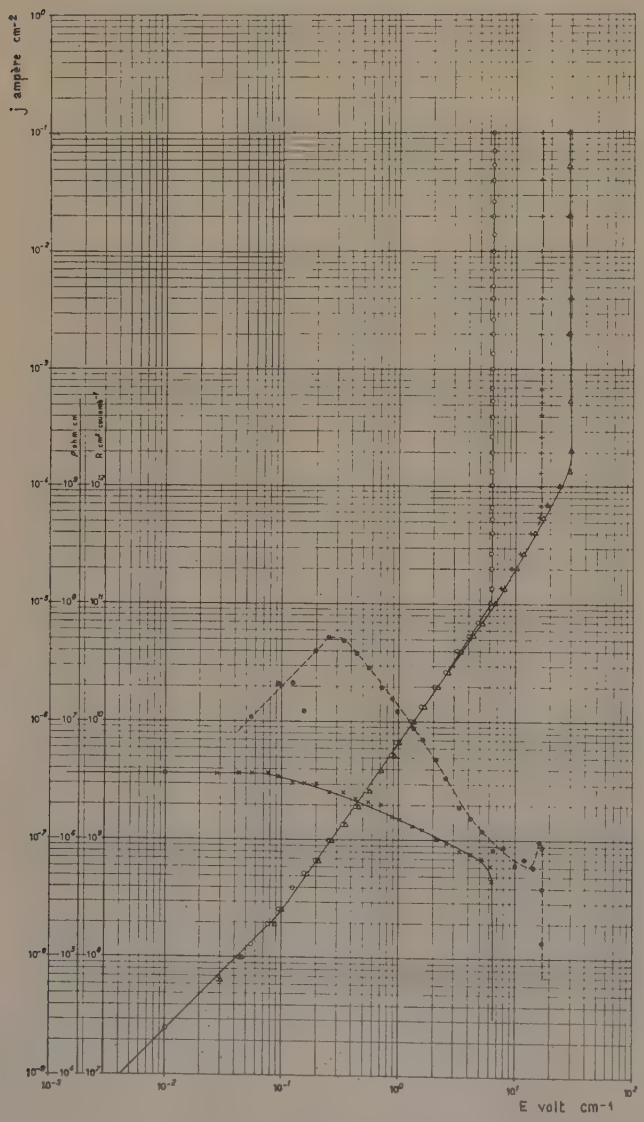


FIG. IV.3. — Échantillon Z 55 à 4,2 °K : variations en fonction du champ électrique :
1) de la densité de courant j pour : o : $H = 0$, + : $H = 2\ 000$ G ($H \perp I$), Δ : $H = 6\ 160$ G ($H \perp I$),
2) du coefficient de Hall, R pour $H = 2\ 000$ G : , ⊗
3) de la résistivité ρ pour $H = 0$: ●.

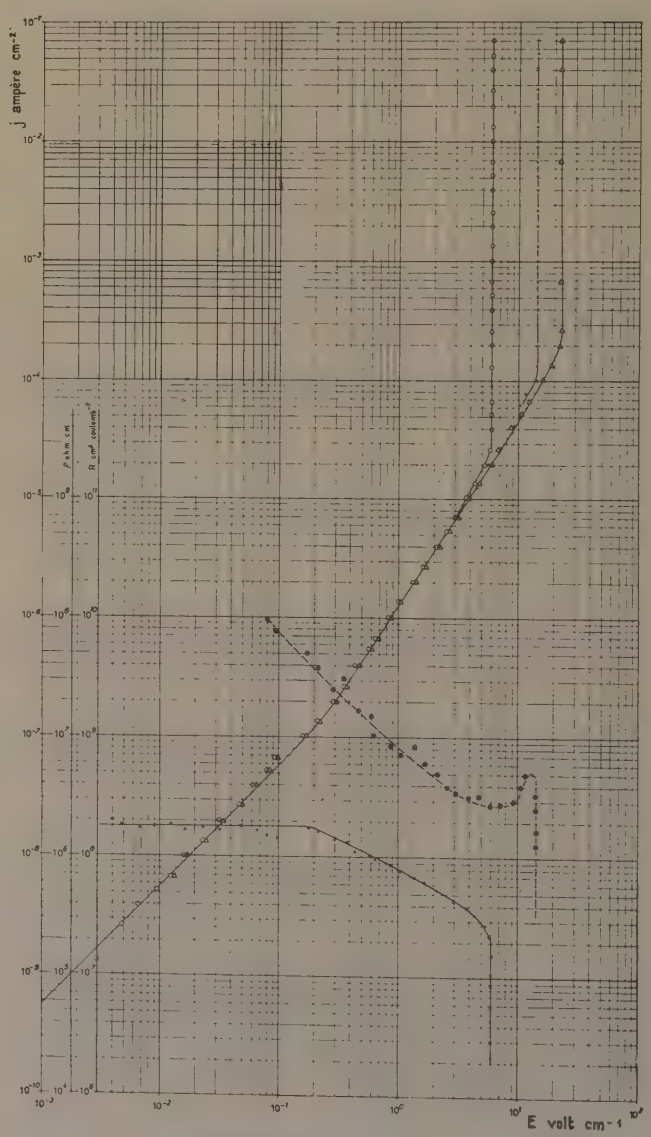


FIG. IV.4. — Échantillon Z 42 à 4,2 °K : variations en en fonction du champ électrique :
1) de la densité de courant j pour : o : $H = 0$, + : $H = 2\ 000$ G ($H \perp I$), Δ : $H = 6\ 160$ G ($H \perp I$),
2) du coefficient de Hall R pour $H = 2\ 000$ G : ⊗,
3) de la résistivité ρ pour $H = 0$:●.

lanche : le champ électrique chute de 7,7 V cm^{-1} à 7,5 V cm^{-1}. L'échantillon Z 170 pour lequel la compensation est légèrement inférieure ($K \simeq 0{,}3$) ne présente aucune résistance négative (fig. II.7). D'après ces deux exemples, il semble que : $0{,}3 < K < 0{,}4$ soit la limite au-dessous de laquelle le phénomène de résistance négative ne se produise plus. Celle-ci se manifeste encore sur l'échantillon Z 78 mais ici elle ne peut être attribuée à la compensation qui est très faible ($K \simeq 0{,}075$). La caractéristique j(E) relative à cet échantillon est très perturbée, en particulier il semble qu'il se produise une première avalanche locale pour un champ électrique apparent de $E = 3{,}5$ V cm^{-1} ; au-dessus de cette valeur, on observe une magnétorésistance. Nous attribuons ce comportement à un manque d'homogénéité.

Nous examinons maintenant les résultats expérimentaux en distinguant, suivant la concentration des impuretés, trois cas.

IV.1.3.1. *Conduction par « sauts »* : 6 10^{13} cm^{-3} à $\simeq 1\ 10^{16}$ cm^{-3}. (fig. IV.3, IV.4, IV.5). La caractéristique j(E) est linéaire jusqu'à un champ électrique E_1 compris entre 0,1 V cm^{-1} et 0,3 V cm^{-1} (voir tableau VII). Au-delà de E_1, nous avons :

$$j = aE^{\alpha},$$

les valeurs observées de α sont situées soit autour de 1,5, soit autour de 2. La conductivité s'exprime par :

$$\sigma = aE^{0.5}, \quad \text{ou} \quad \sigma = aE.$$

On ne peut pas expliquer l'allure de j(E) dans cette région de préavalanche par une augmentation du nombre d'électrons libres dans la bande de conduction ou par une variation de leur température, puisque, nous l'avons déjà signalé, l'absence de magnétorésistance montre que la conductivité par électrons libres est négligeable devant la conductivité par sauts. De plus, remarquons que le passage de la région ohmique ($E < E_1$) à la région de préavalanche est brusque dans presque tous les cas. Nous en déduisons qu'il s'agit d'une modification de la conductivité par sauts en fonction du champ électrique.

Dans la théorie de Miller et Abrahams [32] l'admittance d'une maille élémentaire est proportionnelle au nombre de phonons n_q d'énergie Δ ; comme Δ, différence d'énergie entre deux sites dépend du champ électrique, on pourrait penser que cela entraîne une résistance dépendant du champ électrique. Supposons que la distance entre deux centres est 10^{-5} cm et que le champ électrique croît de 0,1 V cm^{-1} à 1 V cm^{-1} ; la variation correspondante de Δ est : 9 10^{-6} eV ; ce qui à 4,2 °K donne une diminution de résistance de l'ordre de 5 %. Cette valeur est nettement insuffisante pour expliquer les variations expérimentales de la conductivité en fonction du champ électrique, car le rapport des conductivités :

$$\sigma_i\ (E = 1\ \text{V cm}^{-1})/\sigma_i\ (E = 0{,}1\ \text{V cm}^{-1}),$$

est compris entre2 et 3 à l'exception des échantillons Z 46 et Z 78 pour lesquels il est plus élevé : ~ 16.

Si nous supposons une corrélation entre l'énergie d'activation ε_3 (III.16) et la non-linéarité de j(E), ε_3 doit décroître en fonction du champ électrique, mais même une annulation de ε_3 pour une certaine valeur du champ électrique est insuffisante pour tenir compte des variations expérimentales de la conductivité.

On peut aussi supposer que lorsque le champ électrique croît, les « sauts » se font dans un volume plus grand et il suffit que les dimensions transverses croissent comme $E^{0,25}$ ou $E^{0,5}$ pour avoir une conductance proportionnelle à $E^{0,5}$ ou E.

Nous n'avons pas pu, à l'aide de notre installation, relever la partie linéaire de j(E) sur les trois échantillons K 1 036, Z 46 et Z 78. Cette région se situe

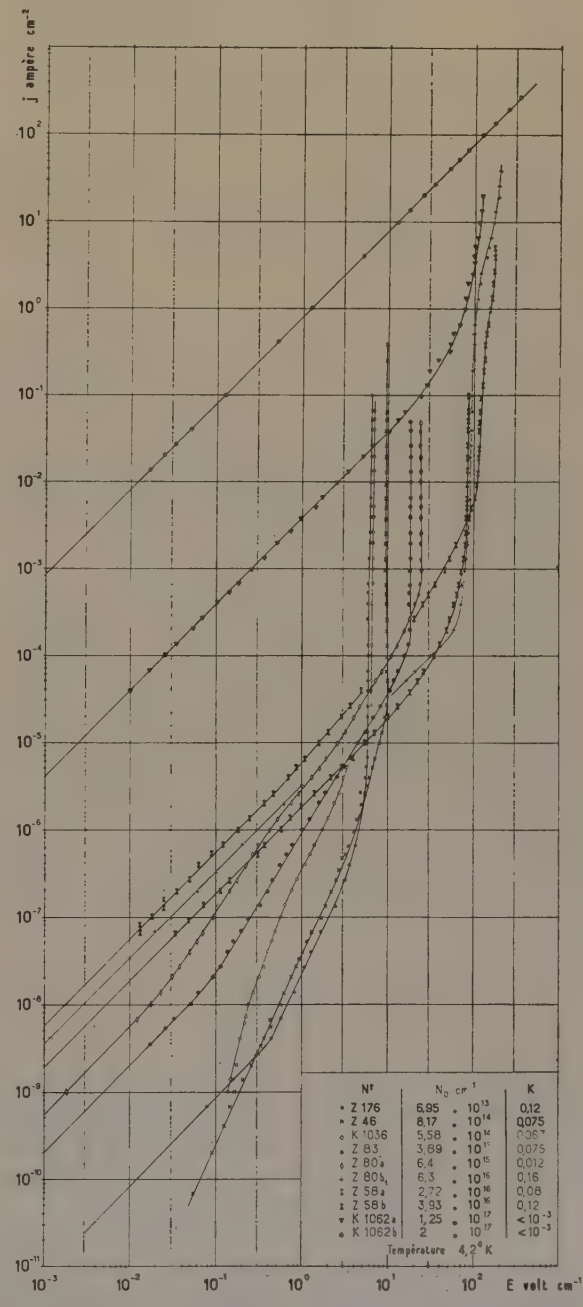


Fig. IV.5. — Densité de courant j en fonction du champ électrique pour différentes concentrations d'impuretés.

TABLEAU VII

N° de l'échantillon	$N_D - N_A$	K	E_a V cm^{-1}	E_1 V cm^{-1}	α	$E_{H=6160G}$ (H ⊥ I)
Z 176	6,1 10^{13}	0,12	5,86	0,3	2,2	25,4
Z 170	9,7 10^{13}	0,33	10,1	0,1	1,6	29,4
Z 55	1,15 10^{14}	0,20	6,4	0,1	1,4	30,2
K 1049	1,5 10^{14}	0,39	7,7	0,15	1,4	27,1
Z 42	2,2 10^{14}	0,18	6,08	0,25	1,4	23,4
K 1036	5,2 10^{14}	0,067	6,6	$< 0,1$	2,15	24,5
Z 46	7,55 10^{14}	0,075	10,1	$< 6\ 10^{-2}$	2,15	27,2
Z 78	1,2 10^{15}	0,09	10,5	$< 8\ 10^{-2}$	2,2	27,2
Z 83	3,6 10^{15}	0,075	18	0,1	1,6	36,6
Z 80a	6,3 10^{15}	0,012	23,6	0,25	1,3	44,8
Z 80b_1	5,3 10^{16}	0,16	88	15	—	88
Z 80b_2	2,9 10^{16}	0,37	87	3	—	103,2
Z 58a	2,5 10^{16}	0,08	85	15	—	99,8
Z 58b	3,3 10^{16}	0,12	127	2	—	133,7
K 1062a	1,25 10^{17}	$< 10^{-3}$	117	15	—	117
K 1062b	2 10^{17}	$< 10^{-3}$	—	—	—	—
Z 184	3,1 10^{17}	$< 10^{-3}$	—	—	—	—

au-dessous de 0,1 V cm^{-1}. Remarquons que dans notre série d'échantillons les trois précédents présentent la conductivité la plus faible.

IV.1.3.2. *Conduction par « bande d'impuretés »*: 1 10^{16} cm^{-3} à 1,25 10^{17} cm^{-3} (fig. IV.5). La caractéristique j(E) correspondant aux échantillons Z 80b_1, Z 80b_2, Z 58a, Z 58b et K 1 062a ne présente plus une région en E_a. La loi d'Ohm est observée jusqu'à des valeurs du champ électrique de l'ordre de 15 V cm^{-1}, beaucoup plus élevées que dans le cas précédent et la région de préavalanche se réduit à une courbe de raccord avec le palier vertical de j(E).

Ces échantillons se situent dans un domaine de concentrations où la théorie de Miller et Abrahams n'est plus applicable, l'électron n'est plus localisé sur le donneur. On voit ici apparaître, en fonction du champ électrique, un comportement tout à fait différent de celui des échantillons précédents.

L'allure de la caractéristique j(E) permet ainsi de distinguer, aux basses températures, si l'électron est localisé ou non ; dans le premier cas $j = aE^{\alpha}$ et dans le deuxième cas j(E) est linéaire jusque peu avant l'avalanche.

IV.1.3.3. *Conduction métallique* :

$$N_D > 1{,}25\ 10^{17}\ \text{cm}^{-3}\ \text{(fig. IV.5).}$$

Les caractéristiques j(E) des échantillons K 1 062b (2 10^{17} cm^{-3}) et Z 184 (3 10^{17} cm^{-3}) restent linéaires en fonction du champ électrique. Ces deux échantillons ne présentent plus une énergie d'ionisation ε_1, aucune ionisation par chocs ne se produit.

Nous constatons ainsi la disparition du phénomène d'avalanche lorsque l'énergie d'ionisation de l'impureté s'annule ; ceci a lieu pour l'arsenic dans le germanium entre 1,25 10^{17} cm^{-3} et 2 10^{17} cm^{-3}.

IV.1.4. Coefficient de Hall en fonction du champ électrique à 4,2° K.

Le coefficient de Hall n'est mesurable à 4,2 °K qu'au dessus d'une certaine valeur $E_2 > E_1$ du champ électrique. Nous l'avons mesuré sur quelques échantillons pour des valeurs du champ électrique comprises entre E_2 et E_a (fig. IV.3, IV.4).

Les valeurs du coefficient de Hall R, obtenues pour les faibles valeurs de E sont imprécises et très dispersées, les mesures de la tension de Hall étant très bruyantes ; ces mesures sont plus précises pour des champs électriques précédant immédiatement E_a.

L'interprétation des résultats est délicate du fait de la présence simultanée de deux processus de conduction. En présence de deux types de porteurs, le coefficient de Hall, pour des champs magnétiques faibles ($\omega\tau \ll 1$) s'écrit :

$$|R| = \frac{\sigma_c\, \mu_{cH}}{(\sigma_{cH} + \sigma_i)^2 + (\sigma_c\, \mu_{cH}\, H)^2},$$

et en négligeant le terme en H^2 :

$$|R| \simeq \frac{\sigma_c\, \mu_{cH}}{(\sigma_{cH} + \sigma_i)^2},$$

d'où

$$\text{(IV.6)} \qquad \frac{|R|}{\rho H^2} \simeq e n_c\, \mu_{cH}\, \mu_c \simeq e n_c\, \mu_c^3.$$

Le produit $n_c\, \mu_c^2$ déduit des mesures de R et ρ_H est représenté en fonction du champ électrique sur la figure IV.6 pour quelques échantillons ; n_c ne peut que croître en fonction du champ électrique, par suite les minimums et maximums observés sur $n_c\, \mu_c^2 = f(E)$ sont probablement dus à des variations de μ_c en fonction de E.

L'échantillon Z 176 présente un maximum de $n_c\, \mu_c^2$ pour $E \simeq 1$ V cm^{-1} qui pourrait correspondre à un maximum de la mobilité signalé par Koenig *et*

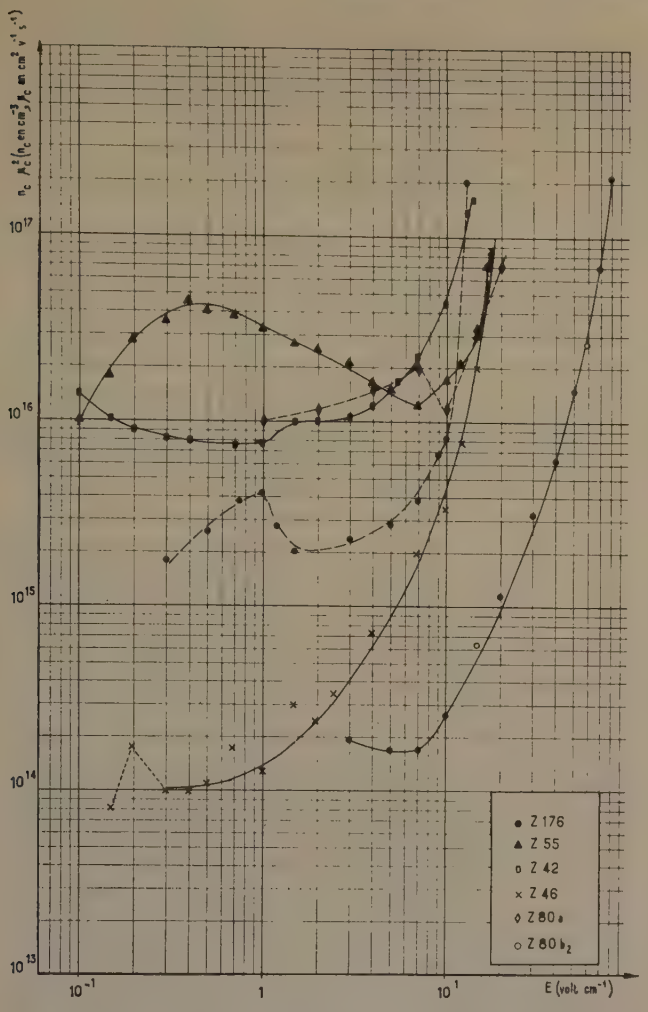


FIG. IV.6. — Variations du produit $n_c\,\mu_c^2$ en fonction du champ électrique — température 4,2 °K, $H = 2\,000$ G ($H \perp I$) —.

al. entre 0,2 V cm^{-1} et 1 V cm^{-1}. Pour les champs électriques plus élevés, la mobilité de cet échantillon relativement pur ($N_D - N_A = 6\ 10^{13}$ cm^{-3}) doit décroître, la croissance rapide de $n_c\,\mu_c^2$ pour des valeurs de E voisines de E_a est par conséquent due à l'augmentation de n_c.

Les échantillons plus dopés doivent montrer un maximum relatif plus important de $\mu_c = f(E)$ que celui correspondant au Z 176, car pour les faibles valeurs de E la mobilité est contrôlée par les impuretés ionisées et aux fortes valeurs par le réseau — ceci doit se traduire par un maximum plus important de $n_c\,\mu_c^2 = f(E)$; c'est ce que nous observons sur l'échantillon Z 55 pour $E \simeq 0{,}4$ V cm^{-1}.

On n'observe aucun maximum de $n_c\,\mu_c^2$ sur les échantillons Z 42, Z 46, Z 80b_2, mais il peut se situer vers les faibles valeurs de E pour lesquelles nous n'avons pas pu mesurer R. Ceci est suggéré par la décroissance de $n_c\,\mu_c^2$ relatif au Z 42 entre 0,1 V cm^{-1} et 1 V cm^{-1}.

Si nous supposons la mobilité indépendante du champ électrique, pour des valeurs de celui-ci inférieures ou égales à E_2, l'expression (IV.6) permet le calcul de la densité des électrons libres à 4,2 °K ; la valeur n_c' ainsi obtenue, portée sur le tableau VIII, est bien supérieure à la valeur déterminée par extrapolation de la partie linéaire de $\log_e RT^{3/2} = f(T^{-1})$. Cette divergence entre n_c et n_c' peut être attribuée à :

a) une valeur réelle de la mobilité plus élevée que celle qui lui est donnée, en particulier pour les échantillons les moins purs ;

b) un rayonnement parasite incident ; il suffit de 10^{-9} à 10^{-8} W cm^{-2} pour donner une densité $n_c \simeq 10^5$ cm^{-3}. Nous pensons que cette cause est à exclure car une forte illumination du cryostat n'altère pas le courant traversant l'échantillon (protégé par une enveloppe en cuivre à 4,2 °K) ;

c) une concentration d'électrons dans la bande de conduction bien supérieure à sa valeur d'équilibre (très faible), même pour un champ électrique aussi faible que E_2, tout en donnant une conductivité $\sigma_c = en_c'\,\mu_c$ négligeable devant σ_i.

Au voisinage de l'avalanche, lorsque les mesures d'effet Hall deviennent moins imprécises, nous n'avons pas réussi à obtenir des valeurs certaines de la concentration des électrons car la valeur exacte de σ_i n'est pas connue dans cette région.

Nous donnons au tableau VIII différentes densités électroniques à l'établissement de l'avalanche :

a) $1/R_a\,e$, R_a est le coefficient de Hall mesuré pour E_a ;

b) n_a calculé à l'aide de (IV.6) en supposant la mobilité indépendante de E,

c) n_a' déterminé à partir de la même expression en attribuant à la mobilité sa valeur calculée pour une température électronique de 100 °K ; n_a' permet le calcul du rapport σ_i/σ_c ; mais nous n'accordons pas trop de crédit à ces valeurs.

A des températures telles que la conduction par

TABLEAU VIII

N° DE L'ÉCHANTILLON	E_2 V cm^{-1}	n_c' cm^{-3} 4,2 °K	n_c cm^{-3} 4,2 °K	n_a cm^{-3}	n_a' cm^{-3}	$1/R_a\,e$ cm^{-3}	$(\sigma_i/\sigma_c)_a$
Z 176	0,3	$2{,}2\ 10^3$	50	$2{,}5\ 10^5$	$5{,}5\ 10^5$	$1\ 10^9$	20
Z 55	0,1	$1\ 10^5$	200	$7{,}8\ 10^5$	$2\ 10^5$	$7\ 10^9$	10
Z 42	0,1	$3{,}6\ 10^5$	$2{,}5\ 10^3$	$4\ 10^6$	$5\ 10^5$	$1\ 10^{11}$	100
K 1 036	0,15	$1{,}9\ 10^3$	230	$4\ 10^7$	$3\ 10^6$	$1{,}8\ 10^{10}$	14
Z 46	0,25	$8\ 10^3$	600	$4\ 10^6$	$3\ 10^5$	$4\ 10^9$	14
Z 78	0,3	$7\ 10^4$	450				
Z 80a	1	$1{,}5\ 10^8$	$1\ 10^3$	$2{,}4\ 10^{10}$	$2\ 10^5$	$9\ 10^{11}$	$2{,}7\ 10^3$
Z 80b$_2$	3	$8\ 10^7$		$5\ 10^{10}$	$1{,}8\ 10^{11}$	$1{,}8\ 10^{11}$	

impuretés est dominante, nous pensons qu'il serait d'un grand intérêt d'effectuer des mesures du coefficient de Hall et de la résistivité en fonction du champ électrique sur des échantillons dans lesquels les porteurs de charge seraient créés par éclairement infrarouge contrôlé. On pourrait choisir une concentration des porteurs telle que les mesures d'effet Hall soient précises ; nous pourrions ainsi obtenir les variations de la mobilité des électrons de la bande de conduction en fonction du champ électrique.

IV.1.5. Champ d'avalanche en fonction de la concentration des impuretés.

Le problème de la variation de E_a en fonction de $(N_D - N_A)$ a été traité théoriquement par Chuenkov [64]. Il a supposé que lorsque l'énergie moyenne des électrons est supérieure à celle de l'ionisation des impuretés ε_1, la fonction de distribution est déterminée par les chocs ionisants. Ceci le conduit aux conclusions ci-dessous :

a) pour $N_D - N_A < 10^{15}$ cm^{-3} et $T < 19$ °K, le champ d'avalanche est indépendant de $N_D - N_A$ et de la température ;

b) pour $N_D - N_A > 10^{15}$ cm^{-3}, E_a est proportionnel à $(N_D - N_A)^{1/2}$.

Sur le modèle de Price (équation IV. 5), on peut faire les remarques suivantes :

a) à concentration d'impuretés majoritaires fixe un accroissement de N_A entraîne que l'avalanche se produit pour une valeur plus faible du rapport B_T/A_I, c'est-à-dire à des champs électriques plus intenses ;

b) à compensation K fixe, l'avalanche se produit pour une valeur donnée de B_T/A_I, donc pour une fonction de distribution donnée ; aux faibles concentrations des impuretés majoritaires le même champ électrique donne la même répartition énergétique des électrons et le champ d'avalanche sera indépendant de N_D. Ceci est vérifié expérimentalement pour $N_D \leqslant 1\ 10^{15}$ cm^{-3} [12, 61].

Aux faibles concentrations, d'après le modèle de Price, le champ d'avalanche ne dépendra donc que du rapport $(N_D - N_A)/N_A$; ceci a été vérifié par Koenig *et al.* [60] pour $N_D - N_A < 4\ 10^{13}$ cm^{-3} Sur la figure IV.7, nous représentons les variations du champ d'avalanche en fonction du rapport $(N_D - N_A)/N_A$; les erreurs sur ce rapport proviennent principalement de la détermination de N_A. Nous remarquons que E_a est une fonction décroissante de $(N_D - N_A)/N_A$ pour $(N_D - N_A) < 2{,}2\ 10^{14}$ cm^{-3}, ce qui vérifie qualitativement le modèle de Price.

c) le coefficient B_T dépend de la température du réseau et de la fonction de distribution des électrons f(s) ; A_I ne dépend que de f(s). Le rapport B_T/A_I, par suite le champ d'avalanche, sont des fonctions de la température du réseau ; Koenig et Gunther-Mohr [11] ont montré que E_a décroît lorsque la température croît. Nous avons confirmé

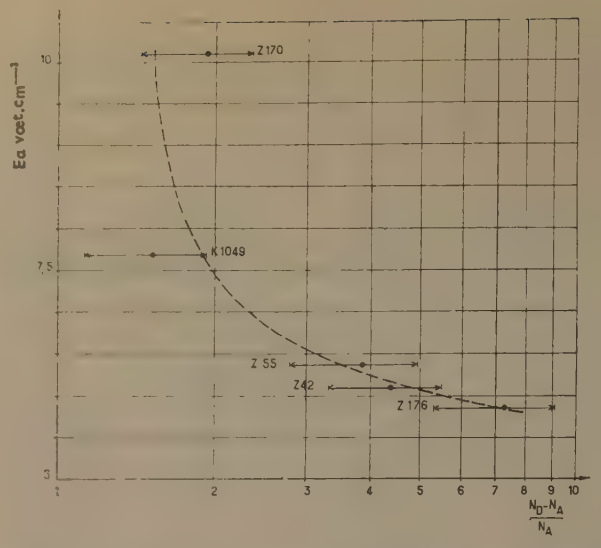


FIG. IV.7. — Champ d'avalanche E_a en fonction du rapport $(N_D - N_A)/N_A$ pour $N_D < 3.10^{14}$ cm^{-3} (Température : 4,2 °K).

expérimentalement ce sens de variation de E_2 en fonction de T.

Zylbersztejn [67] a calculé A_I et B_T en attribuant à la fonction de distribution la forme déterminée par Stratton [68] dans le cas où les chocs interélectroniques sont prépondérants ; les résultats de ses calculs sont en accord avec le modèle de Price et les résultats expérimentaux de Koenig *et al.*

La première conclusion de Chuenkov est donc en contradiction avec l'expérience en ce qui concerne l'indépendance de E_a en fonction de la température.

Le champ d'avalanche E_a en fonction de $N_D - N_A$ est représenté sur la figure IV.8. Au-dessus de $N_A - N_D = 1\ 10^{15}$ cm^{-3} les points expérimentaux ne sont pas très éloignés de la droite en pointillé : $E_a \propto (N_D - N_A)^{1/2}$. Ceci est en accord avec la deuxième conclusion de Chuenkov mais en désaccord avec les résultats expérimentaux d'une part de Zavaritskaya [61], et d'autre part de Sclar et Burstein [12] qui trouvent une variation linéaire de E_a en fonction de $N_D - N_A$. Remarquons que les échantillons Z 80b_1, Z 80b_2 et Z 58a qui ont approximativement la même mobilité à basse température,

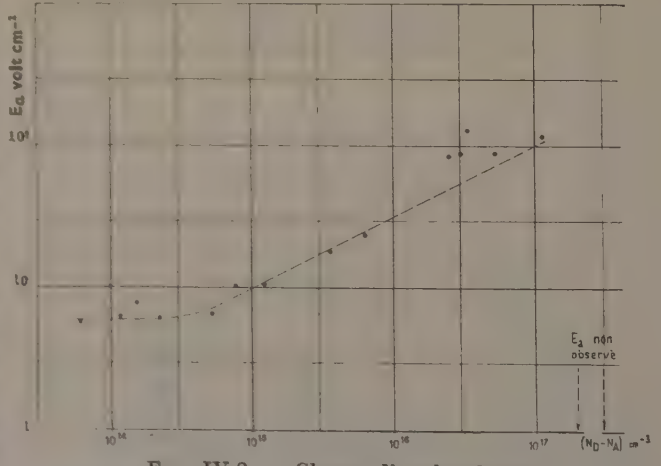


FIG. IV.8. — Champ d'avalanche E_a en fonction de $(N_D - N_A)$. (Température : 4,2 °K).

présentent la même valeur du champ d'avalanche.

Pour des concentrations d'impuretés supérieures à $1{,}25\ 10^{17}$ cm^{-3}, nous n'observons plus le phénomène d'avalanche.

IV.2. Étude de la magnétoavalanche.

IV.2.1. Mise au point.

Nous savons que la présence d'un champ magnétique transversal accroît le champ d'avalanche dans le germanium de type n ou p [11, 12, 60, 61, 69, 70]. Cette influence fut signalée pour la première fois par Darnell et Friedberg [69] sur deux échantillons n (1,6 et 28 ohms cm à 300 °K) et un échantillon p (1,2 ohm cm à 300 °K) à la température 4,2 °K.

Pour différentes intensités du champ magnétique, le réseau de caractéristiques $V = f(I)$ à 4,2 °K relatif à du germanium contenant de l'indium (14,2 ohms cm à 298 °K) établi par Sclar et Burstein [12] indique une magnétorésistance appréciable dans les régions linéaires et de préavalanche et un accroissement du champ d'avalanche en fonction du champ magnétique. La courbe $E_H = f(H)$ est représentée par deux droites, celle correspondant aux champs magnétiques les plus élevés (800 à 3 500 gauss) possède une pente plus faible que celle correspondant aux champs faibles (0 à 800 gauss) ; ceci semble mettre en évidence une action du champ magnétique variable suivant son intensité.

Les résultats expérimentaux de Zavaritskaya [61] sur deux échantillons en germanium dopé au bismuth sont analogues aux précédents. Les deux droites représentant $E_H = f(H)$ se raccordent à 1 000 et 2 000 gauss respectivement pour les concentrations $7{,}6\ 10^{14}$ cm^{-3} et $5\ 10^{15}$ cm^{-3}. Pour ce dernier échantillon aux températures inférieures à 4 °K, elle note une absence de magnétorésistance dans la région linéaire de la caractéristique $j(E)$ alors que l'échantillon le plus pur présente une résistivité accrue en présence d'un champ magnétique dans les régions linéaires et de préavalanche.

Koenig et Gunther-Mohr [11] donnent les caractéristiques $j(E)$ en présence ou en l'absence d'un champ magnétique de 188 gauss pour du germanium contenant de l'antimoine (1 ohm.cm à la température ambiante) et dont la conduction par impuretés est prédominante au-dessous de 4 °K. Ces courbes relevées à la température 4,979 °K indiquent une magnétorésistance nulle (ou très faible) jusqu'à un champ électrique $E \simeq 8$ V cm^{-1}, le champ d'avalanche étant 14 V cm^{-1}.

Dans le domaine des faibles intensités du champ magnétique, Koenig *et al* [60] montrent que les variations de la magnétorésistance et de la magnétoavalanche suivent des lois quadratiques analogues en fonction du champ magnétique. De plus, l'effet est le même que le champ magnétique soit transversal ou longitudinal, tout au moins jusqu'à une intensité de 200 gauss. La déviation de la loi quadratique se produit pour environ 125 gauss. Ces résultats concernent du germanium très pur ($N_D < 4\ 10^{13}$ cm^{-3}) mais les auteurs n'indiquent pas la température à laquelle $E_H = f(H)$ est relevé.

Komatsubara et Kurono [70] donnent les résultats d'une étude expérimentale de l'influence du champ magnétique sur les champs d'avalanche E_H et de maintien E_m dans le germanium n et p fortement compensé ($K = 0{,}7$ à $0{,}95$). Ils notent la naissance d'oscillations de haute fréquence dès l'apparition de l'avalanche, pour un champ magnétique critique. De plus, ils constatent une anisotropie de E_H en fonction des directions relatives du courant, du champ magnétique et des axes cristallographiques ; cette anisotropie existe d'ailleurs en l'absence de champ magnétique [56, 60].

A notre connaissance, il n'existe pas d'étude systématique de l'influence d'un champ magnétique d'une intensité moyenne sur une série d'échantillons dont la concentration en impuretés varie de quelques 10^{13} cm^{-3} à quelques 10^{17} cm^{-3}. Nous donnons ci-après les résultats d'une telle étude.

IV.2.2. Résultats expérimentaux.

Nous donnons les résultats expérimentaux sur les figures IV.9, IV.10 et IV.11 : $E_H = f(H)$, champ d'avalanche en fonction du champ magnétique à $T = 4{,}2$ °K.

Aux faibles intensités du champ magnétique, les courbes $E_H = f(H)$ doivent avoir, comme l'ont montré Koenig *et al.* [60] une forme parabolique ; pour les échantillons les plus purs, à grande mobilité, ceci se produit pour H inférieur à 200 gauss et n'est pas visible sur nos courbes (Fig. IV.9 et IV.10) ; au contraire, pour les échantillons assez impurs, cette région parabolique s'étend jusqu'à environ 1 000 gauss (Z 83, Z 80*a*, Z 80b_2, Z 58*a*, Z 58*b* : fig. IV.11).

Dans le cas transversal, au dehors de la région précédente, la pente de $E_H = f(H)$ décroît lorsque le champ magnétique croît, les derniers points relevés pour 6 000 gauss semblent indiquer une tendance à la saturation. $E_H = f(H)$ possède approximativement l'allure de deux droites se raccordant pour un champ magnétique compris entre 2 000 et 3 000 gauss ; la valeur de H séparant les deux régions croît avec la concentration des impuretés. L'observation de ces deux droites est en accord avec les résultats de Sclar et Burstein [12] et de Zavaritskaya [61].

Pour des concentrations $N_D - N_A < 6\ 10^{15}$ cm^{-3} (Z 80*a*), l'accroissement $\Delta E = E_H - E_a$ pour $H = 6\,160$ gauss est compris entre 17 et 23 V cm^{-1}. Pour des concentrations plus élevées, ΔE décroît rapidement lorsque la concentration augmente et s'annule pour l'échantillon K 1 062*a* ($N_D - N_A = 1{,}25\ 10^{17}$ cm^{-3}). C'est ainsi que sur l'échantillon Z 58*b* ($N_D - N_A = 3{,}3\ 10^{16}$ cm^{-3}), $\Delta E/E_a$ pour les champs magnétiques inférieurs à 3 000 gauss est du même ordre de grandeur que l'erreur relative sur la mesure de E_H (1 %). Sur

l'échantillon Z 80b_1 dont le dopage est intermédiaire entre les deux précédents ($N_D - N_A = 5{,}3\ 10^{16}$ cm^{-3}) l'influence du champ magnétique est à peine perceptible sur l'oscilloscope :

$$(\Delta E / E_a)_{6160G} \ll 10^{-2}.$$

théorie, nous sommes amenés à les représenter sous la forme :

$$\left(\frac{E_H}{E_a}\right)_T = f(H), \text{ cas transversal (§ IV-2-3-1),}$$

$$\left(\frac{E_H}{E_a}\right)_L = f(H), \text{ cas longitudinal (§ IV-2-3-2).}$$

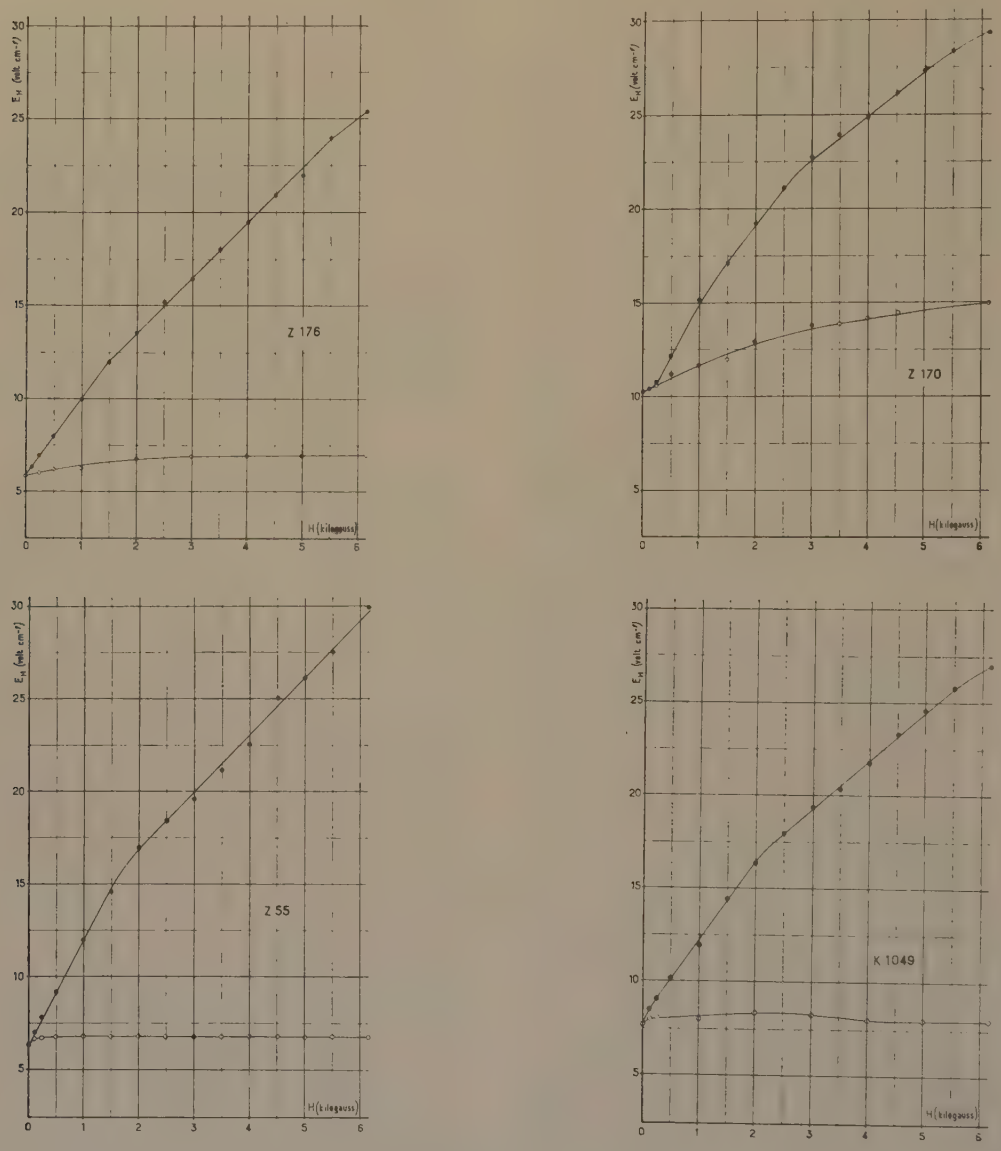


Fig. IV.9. — Champ électrique d'avalanche E_H, à 4,2 °K, en fonction de l'intensité du champ magnétique : ● : $H \perp I$, ○ : $H \parallel I$.

Dans le cas longitudinal, l'influence du champ magnétique se caractérise par une action bien plus faible sur le champ d'avalanche que dans le cas précédent et par une saturation très rapide de $E_H = f(H)$ à l'exception de trois échantillons : Z 176, Z 170 et Z 83. Le montage expérimental est tel que H et I sont dans le plan de l'échantillon ; néanmoins, nous n'excluons pas une légère désorientation des directions H et I dans ce plan, ceci expliquerait le comportement des trois échantillons précités car : $(dE_H/dH)_T \gg (dE_H/dH)_L$.

Afin de comparer les résultats expérimentaux à la

IV.2.3. Interprétation de la magnétoavalanche.

Pour une valeur du champ électrique au voisinage de E_a, les électrons ont une certaine fonction de distribution en énergie f(ε) ; les électrons de haute énergie ionisent par chocs les donneurs neutres. Le taux de génération A_I est assez grand et le taux de recombinaison B_T faible ; une augmentation très petite du champ électrique déclenche le mécanisme de l'avalanche.

En présence d'un champ magnétique pour la

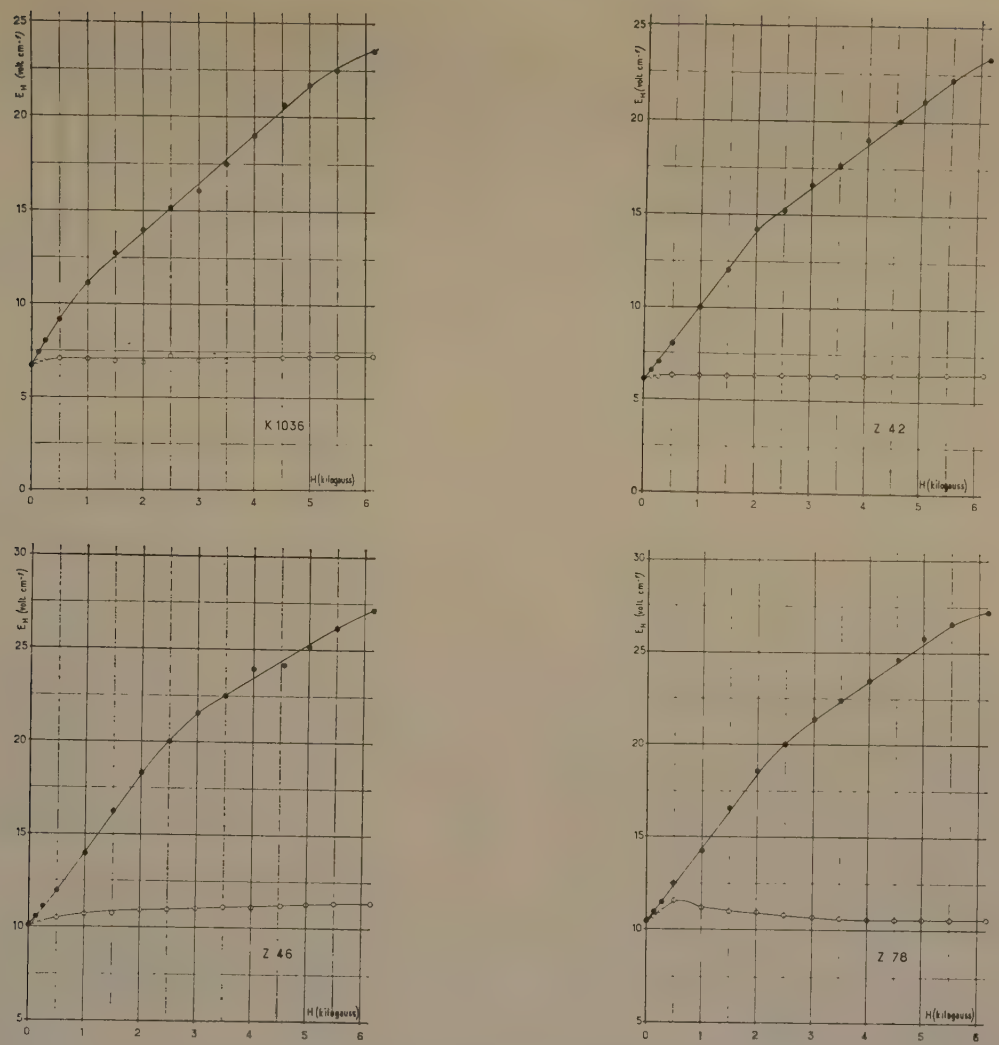


FIG. IV.10. — Champ électrique d'avalanche E_H, à 4,2 °K, en fonction de l'intensité du champ magnétique : ● : $H \perp I$, ○ : $H \parallel I$.

valeur précédente, E_a, du champ électrique, les électrons ont une énergie plus faible, les conditions de l'établissement de l'avalanche ne sont plus satisfaites ; pour les réaliser, il faudra un champ électrique nettement supérieur à E_a.

Nous faisons l'hypothèse que A_I et B_T ne dépendent pas de H mais essentiellement de la distribution en énergie des électrons ; ceci est justifié par les considérations ci-après. La probabilité A_I pour qu'un électron ionise un donneur neutre par choc ne dépend pas du fait que la trajectoire soit incurvée ou non ; quant à B_T, il ne dépend pas de H tant que la courbure de la trajectoire reste faible. On est donc conduit à supposer que la fonction de distribution f(ε) (maxwellienne ou non) est la même à l'établissement de l'avalanche, en présence ou en l'absence du champ magnétique.

Dans l'équation du bilan d'énergie :

$$< \frac{d\varepsilon}{dt} >_{\text{chocs}} + < \frac{d\varepsilon}{dt} >_E = 0,$$

le premier terme, représentant l'énergie dissipée dans les chocs, ne dépend que de la fonction de distribution et ne dépend pas directement du champ magnétique, car en supposant que les chocs électrons-phonons dominent, le temps de libre parcours moyen d'un électron diffusé par les phonons n'est pas affecté par la courbure de la trajectoire. Par suite, à l'avalanche, c'est-à-dire pour une fonction de distribution donnée f(ε), le deuxième terme, dû au champ électrique, est lui-même indépendant de H ; or ce terme peut s'écrire :

$$< \frac{d\varepsilon}{dt} >_E = \frac{\bar{j} \cdot \bar{E}}{n} = \text{C}^{\text{te}}.$$

Ceci montre que la puissance Joule cédée à un électron de la bande de conduction par le champ électrique, à l'établissement de l'avalanche, est indépendante de l'intensité du champ magnétique.

Les considérations précédentes permettent de déterminer comment varie le champ d'avalanche en fonction du champ magnétique ; cependant, les calculs ne sont praticables que si la fonction de distribution est simple.

Bien que ceci constitue sans doute une approximation assez grossière, nous supposons à l'établissement de l'avalanche une fonction de distribution maxwellienne caractérisée par une température

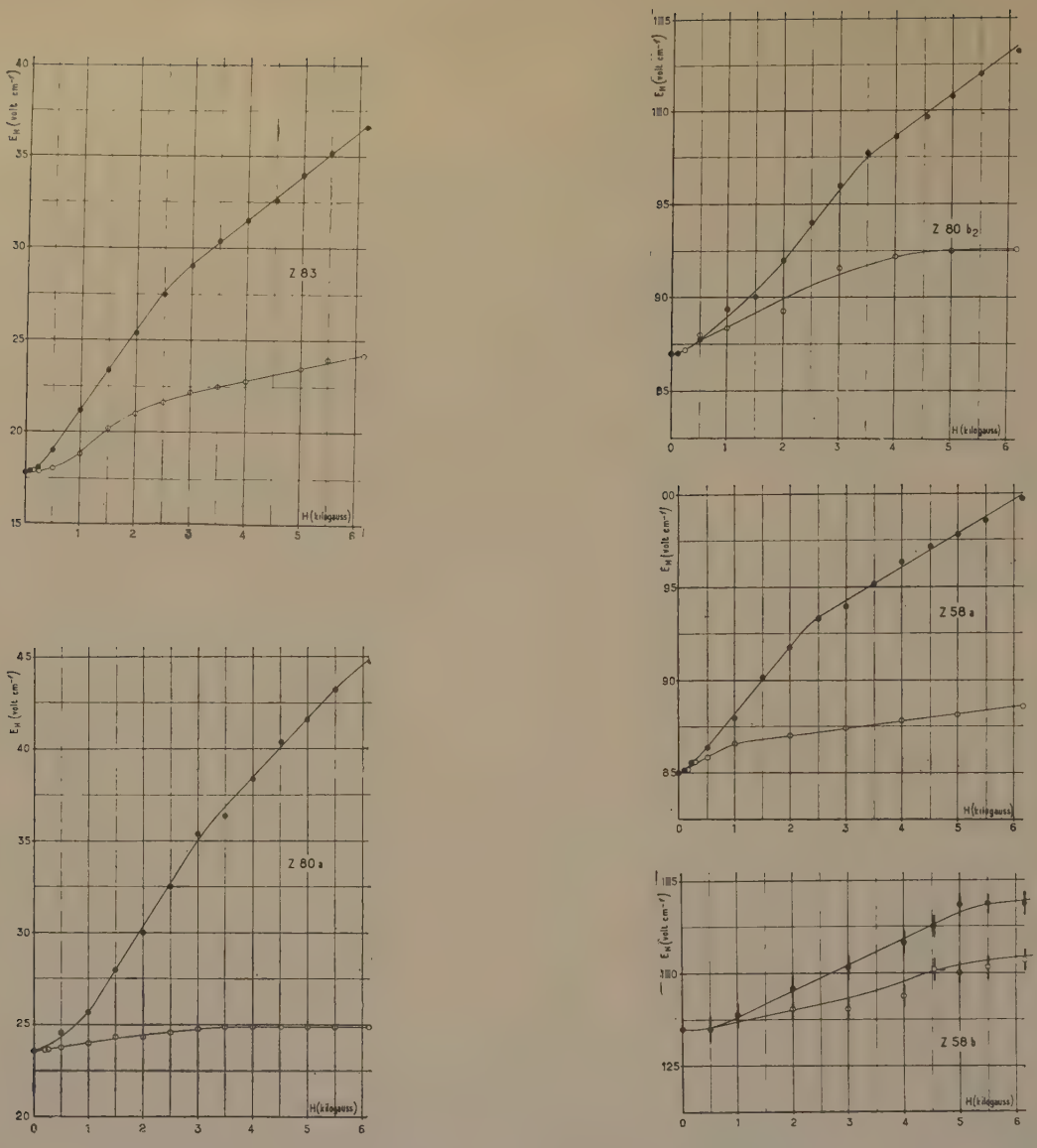


FIG. IV.11. — Champ électrique d'avalanche E_H, à 4,2 °K, en fonction de l'intensité du champ magnétique : ● : $H \perp I$, ○ : $H \,//\, I$.

électronique T_e supérieure à celle du réseau et indépendante de l'intensité du champ magnétique. Cette approximation est justifiée lorsque les chocs inter-électroniques sont prépondérants ; ceci a lieu, en appliquant le calcul de Fröhlich et Paranjape [71] à un échantillon peu dopé ($N_D \leqslant 10^{14}$ cm^{-3}) à la température de réseau 4,2 °K, pour une densité électronique supérieure à 10^{10} cm^{-3} ; cette valeur semble supérieure à celle que nous déterminons dans nos échantillons à l'établissement de l'avalanche (tableau VIII) et en toute rigueur la notion de température électronique n'est pas justifiée. Néanmoins remarquons qu'à l'avalanche on peut estimer que dans la plupart de nos échantillons $\omega < \tau > > 1$; d'après Budd [72], la partie isotrope de la fonction de distribution serait alors maxwellienne.

L'équation du bilan d'énergie, en ne considérant dans le terme $< \dfrac{d\varepsilon}{dt} >_{chocs}$ que les chocs électrons-phonons, permet d'évaluer la température électronique [73, 74]. Nous trouvons $T_e \simeq 85$ °K pour un échantillon peu dopé.

On peut aussi supposer qu'à l'avalanche l'énergie moyenne des électrons est égale à l'énergie d'activation de l'impureté : $< \varepsilon > \gtrsim \varepsilon_1$. Cette hypothèse conduit à une température électronique de l'ordre de 100 °K.

IV.2.3.1. *Analyse de la magnétoavalanche transversale* (Fig. IV-12). L'hypothèse d'une fonction de distribution maxwellienne permet d'écrire que la densité de courant à la température T_e est donnée par l'expression (I.30) dans laquelle $\sigma = (\sigma_i + \sigma_c)$ est maintenant la somme de la conductivité par impuretés et de la conductivité par électrons de la bande de conduction

La puissance Joule dissipée par un électron libre est :

$$W_c = \frac{\sigma_c}{n_c}\left[1 + \left(\frac{\mathcal{A}H}{\sigma}\right)^2\right] Ex^2. \qquad \text{(IV.7)}$$

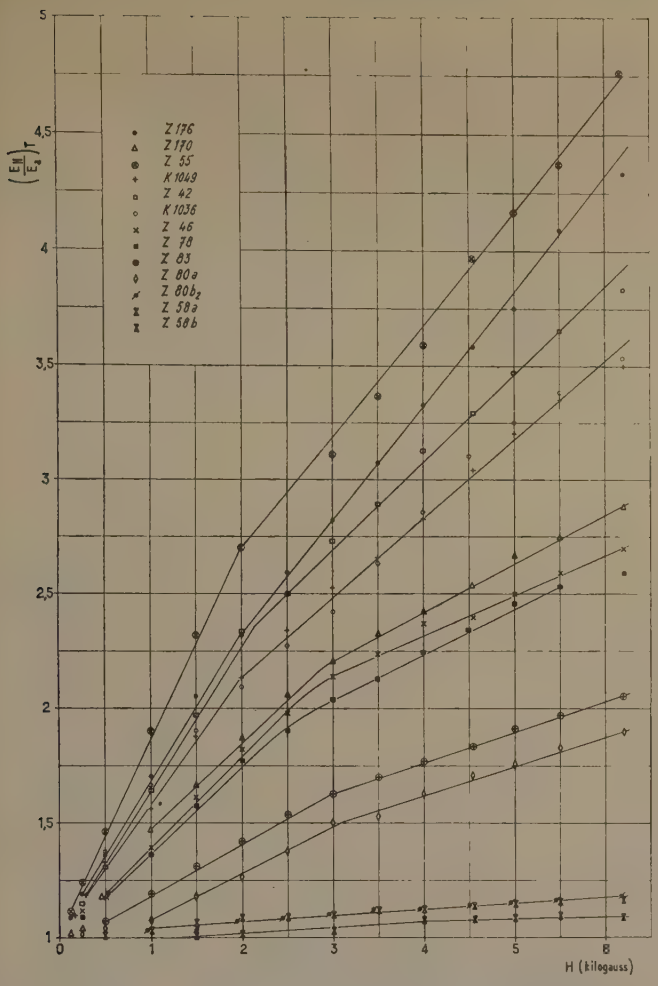


FIG. IV.12. — Rapport expérimental de magnétoavalanche longitudinale, $(E_H/E_a)_L$, en fonction de l'intensité du champ magnétique pour différentes concentrations d'impuretés. (Température : 4,2 °K).

D'après les hypothèses faites plus haut, nous pouvons écrire que cette puissance est constante :

$$(IV.8) \qquad W_c = \frac{\sigma_c}{n_c}\left[1 + \left(\frac{\mathcal{A}H}{\sigma}\right)^2\right] E_H^2 = \frac{\sigma_c^0}{n_c} E_a^2 = C^{te},$$

où σ_c^0 est la conductivité des électrons libres pour $H = 0$; d'où le rapport y de magnétoavalanche transversale :

$$(IV.9) \qquad \left(\frac{E_H}{E_a}\right)_T^2 = y^2 = \frac{\sigma_c^0/\sigma_c}{1 + \left(\frac{\mathcal{A}H}{\sigma_c}\right)^2 \left(\frac{1}{1+\alpha}\right)^2},$$

où :

$$\alpha = \sigma_i/\sigma_c,$$

$$(IV.10) \qquad \frac{\sigma_c^0}{\sigma_c} = \frac{I(\beta, 0)}{I(\beta, \gamma_2)} \frac{1}{1+\lambda},$$

d'après (I.18) et (I.24).

$$(IV.11) \qquad \frac{\mathcal{A}H}{\sigma_c} = \left(\frac{9K}{K+8}\right)^{1/2} \frac{3K}{2K+1} \times \left[\frac{\mathcal{L}+3}{4} + \frac{2(1-K)}{3K}\right] \frac{1}{1+\lambda} \sqrt{\gamma_2}\, \frac{J(\beta, \gamma_2)}{I(\beta, \gamma_2)},$$

d'après (I.15), (I.23) et (I.25) ;
avec :

$$(IV.12) \qquad \lambda = \frac{3K}{2K+1} \frac{\mathcal{M}-1}{4}.$$

$\mathcal{M}$ et $\mathcal{L}$ sont donnés par (I.26) et (I.27).
En attribuant à K la valeur 20, on a :

$$(IV.13) \qquad \frac{\sigma_c^0}{\sigma_c} = \frac{I(\beta, 0)}{I(\beta, \gamma_2)} \frac{2{,}73}{1{,}73 + \mathcal{M}},$$

$$(IV.14) \qquad \frac{\mathcal{A}H}{\sigma_c} = \frac{2{,}53}{1{,}73 + \mathcal{M}} [\mathcal{L} + 7/15] \sqrt{\gamma_2}\, \frac{J(\beta, \gamma_2)}{I(\beta, \gamma_2)}.$$

Nous avons vu (I.10) qu'à la température de réseau T :

$$\beta = 6 \frac{<\tau_r>}{<\tau_I>} = 6 \frac{\mu_r^0}{\mu_I^0},$$

où μ_I^0 est la mobilité due uniquement à la diffusion par les impuretés et pour $H = 0$. La valeur de β à la température T_e est :

$$(IV.15) \qquad \beta = 6 \frac{\mu_r^0}{\mu_I^0} \left(\frac{T}{T_e}\right)^2,$$

en admettant qu'à cette température les mobilités sont données par :

$$(IV.16) \qquad \mu_{r(T_e)}^0 = \mu_r^0 \left(\frac{T}{T_e}\right)^{1/2},$$

$$(IV.17) \qquad \mu_{I(T_e)}^0 = \mu_I^0 \left(\frac{T}{T_e}\right)^{-3/2}.$$

Les valeurs de γ_1 et γ_2 sont calculées à l'aide de (I.15), (I.22) et (I.23) en y remplaçant μ_r^0 par $\mu_r^0 \left(\frac{T}{T_e}\right)^{1/2}$; soit avec $\mu_r^0 = 3\ 10^6$ cm^2 V^{-1} s^{-1} :

$$(IV.18) \qquad \beta = \frac{2{,}88\ 10^8}{\mu_I^0 T_e^2},$$

$$(IV.19) \qquad \gamma_1 = 1{,}35\ 10^4 \frac{H^2}{T_e},$$

$$(IV.20) \qquad \gamma_2 = 2{,}1\ 10^3 \frac{H^2}{T_e},$$

où H est exprimé en kilogauss.

Les intégrales I et J ont été tabulées par Whitesell et Johnson [75] en fonction des paramètres β et γ variant respectivement de 0 à 24 et de 0 à 4. Nous avons poursuivi le calcul pour les mêmes valeurs de β jusque $\gamma = 400$ [1]. Au-dessus de cette valeur de γ, I et J ont été obtenus par extrapolation des courbes $I = f(\gamma)$ et $J = f(\gamma)$.

Nous considérons trois cas suivant la valeur du rapport à l'établissement de l'avalanche.

1er *cas* : $\sigma_i \ll \sigma_c$. Dans ce cas α est nul et le courant transporté par les électrons de conduction est parallèle à Ox ; l'expression (IV.9) s'écrit alors :

$$(IV.21) \qquad y^2 = \frac{\sigma_c^0/\sigma_c}{1 + (\mathcal{A}H/\sigma_c)^2},$$

et y^2 devient égal au rapport de magnétorésistance :

$$(IV.22) \qquad \left(\frac{\varrho_H}{\rho}\right)_T = \frac{(\sigma_i + \sigma_c^0)/(\sigma_i + \sigma_c)}{1 + \{\mathcal{A}H/(\sigma_c + \sigma_i)\}^2}.$$

Dans le cas limite où $\beta \simeq 0$ γ_2 très grand (H très grand), l'expression (IV.21) devient :

$$(IV.23) \qquad y^2 = \frac{32}{9\pi} \frac{(2K+1)(4K+5)}{3K(K+8)}.$$

Si dans cette expression nous faisons $K = 1$

(surface d'énergie constante sphérique), nous trouvons :

$$y^2 = \left(\frac{\rho_H}{\rho}\right)_T = \frac{32}{9\pi},$$

magnétorésistance transversale d'un semiconducteur, dont le temps de relaxation est $\tau \alpha \varepsilon^{1/2}$, pour un champ magnétique très grand.

L'expression (IV. 23) donne $y^2 = 2{,}35$ pour $K = 20$.

A la température de réseau 4,2 °K, l'hypothèse $\alpha \ll 1$ conduit à une saturation très rapide de $y = f(H)$, ce qui est en désaccord avec les observations expérimentales. Sur la figure IV.13 nous donnons le résultat du calcul relatif à l'échantillon Z 83 en supposant $Te = 100$ °K ; les valeurs à saturation sont très peu différentes pour les échantillons Z 176 et Z 58*a*.

2e *cas* : $\sigma_i \gg \sigma_c$. En supposant qu'à l'instant où l'avalanche démarre σ_i reste encore très grand devant σ_c, alors, même pour des valeurs faibles du champ magnétique, le courant dû aux électrons libres est parallèle au champ de Hall ; le rapport de magnétoavalanche y est différent de $(\rho_H/\rho)^{1/2}$ et s'écrit d'après (IV.9) :

$$y^2 = \frac{I(\beta, 0)}{I(\beta, \gamma_2)} \frac{1}{1+\lambda}. \qquad \text{(IV.24)}$$

Au delà de 500 gauss le réseau de courbes établi à l'aide de cette expression est un faisceau de droites (Fig. IV.13), la pente de celles-ci croît quand la concentration en impureté diminue. Qualitativement l'allure des courbes $y = f(H)$ et le sens de variation de leur pente est en accord avec l'expérience jusqu'à la valeur de H pour laquelle les courbes expérimentales présentent un coude. La pente théorique dy/dH est une fonction décroissante de la température électronique (Fig. IV.13), néanmoins, quelle que soit la valeur donnée à celle-ci dans le calcul de y, dy/dH reste supérieur à la valeur observée et ceci d'autant plus qu'il s'agit d'un échantillon plus dopé : avec $T_e = 100$ °K, le rapport des deux pentes est 4 pour le Z 55 et 10 pour le Z 83.

Le facteur β à 100 °K est sensiblement le même ($\beta \simeq 0$) pour les échantillons de la série Z 176 à K 1 036, aussi la courbe $y = f(H)$ théorique n'est pas différente pour chacun de ces spécimens. Remarquons que les courbes expérimentales correspondant à cette série d'échantillons diffèrent également très peu d'un échantillon à l'autre pour $H < 2\,000$ gauss. Notons, de plus, que dans ce domaine de concentrations le champ d'avalanche est sensiblement constant en l'absence de champ magnétique : $E_a = 6$ V cm^{-1}.

En prenant une température électronique de l'ordre de 100 °K, le calcul de y semble indiquer que $I(\beta, \gamma_2)$ ou $< \tau/(1 + \omega^2 \tau^2) >$ est trop faible La contribution principale à cette moyenne vient des électrons de faible énergie, si ceux-ci sont plus nombreux que la distribution à la température électronique T_e ne le prévoit, $< \tau/(1 + \omega^2 \tau^2) >$ est majoré. L'approximation faite en utilisant une fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann semble trop grossière.

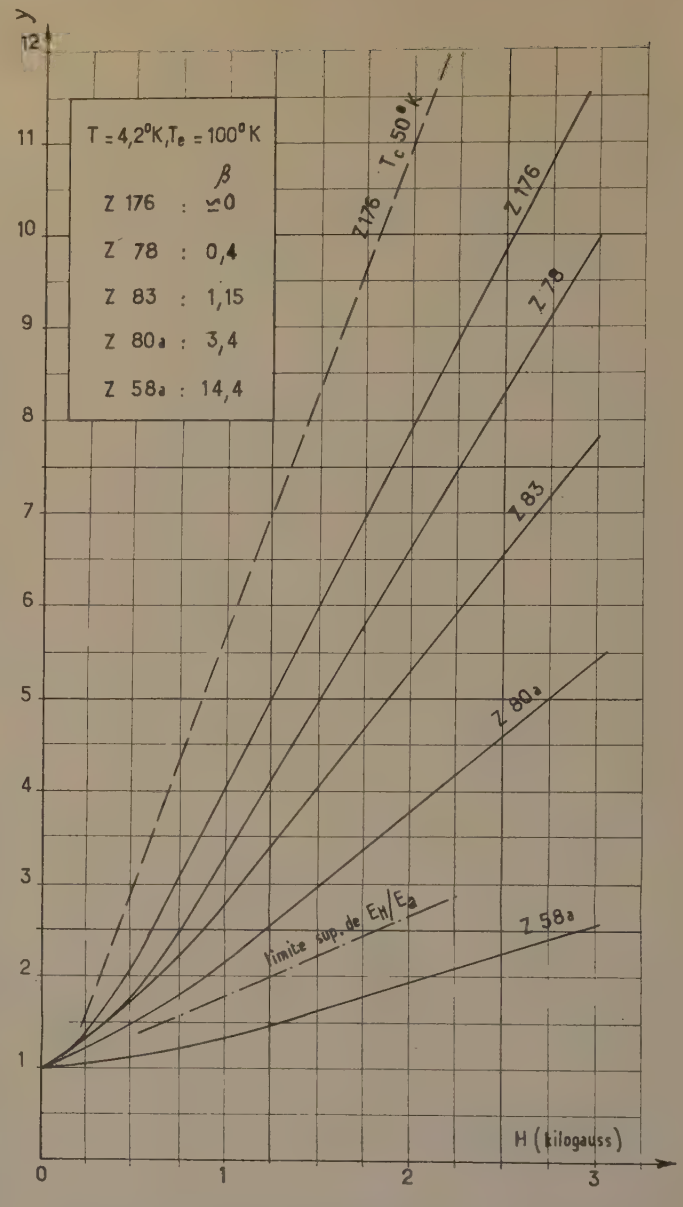


FIG. IV.13. — Rapport calculé de magnétoavalanche longitudinale, y, en fonction de l'intensité du champ magnétique, pour différentes concentrations d'impuretés et dans le cas où $\sigma_c \ll \sigma_i$ (Température de réseau : 4,2 °K).

Le calcul précédent ne justifie pas le changement de pente assez rapide des courbes de la figure IV.12 survenant entre 2 000 et 3 000 gauss.

La mobilité calculée à l'aide de (IV.16) et (IV.17) est de l'ordre de quelques 10^5 cm^2 V^{-1} s^{-1}, ce qui donne $\omega < \tau > > 1$ pour la plupart des échantillons :

$$\text{Z 176} : \omega < \tau >_{(2000G)} = 12,$$
$$\text{Z 80}b_2 . \omega < \tau >_{(3000G)} = 5.$$

Les niveaux de Landau sont donc distincts et on pourrait penser que le coude marque l'apparition des phénomènes quantiques. Pour les différentes vallées $\hbar\omega_v/kT$ vaut :

— vallée 1 :

$$\frac{\hbar\omega_1}{kT} = 1{,}63 \frac{H}{T} \quad (H \text{ en kilogauss}),$$

— vallées 2, 3, 4 :

$$\frac{\hbar\omega_2}{kT} = 0{,}64\,\frac{H}{T} \quad (H \text{ en kilogauss}).$$

Pour $T_e = 100$ °K et $H = 3\,000$ gauss :

$$\frac{\hbar\omega_1}{kT} = 0{,}05, \qquad \frac{\hbar\omega_2}{kT} = 0{,}02,$$

par suite, on déduit que le changement de pente ne peut être attribué aux phénomènes quantiques.

3e *cas* : σ_i de l'ordre de grandeur de σ_e. Le courant d'électrons libres fait avec la direction Ox un angle intermédiaire entre 0 et $\pi/2$.

Sur la figure IV.14 nous représentons un réseau de courbes $y = f(H)$ pour différentes valeurs de α — calculé pour l'échantillon Z 83 —. Cette fonction présente une saturation rapide lorsque α tend vers zéro, mais quand ce facteur est de l'ordre de quelques unités (4 pour le Z 83), la pente de $y = f(H)$ n'est pas nulle pour $H < 6\,000$ gauss.

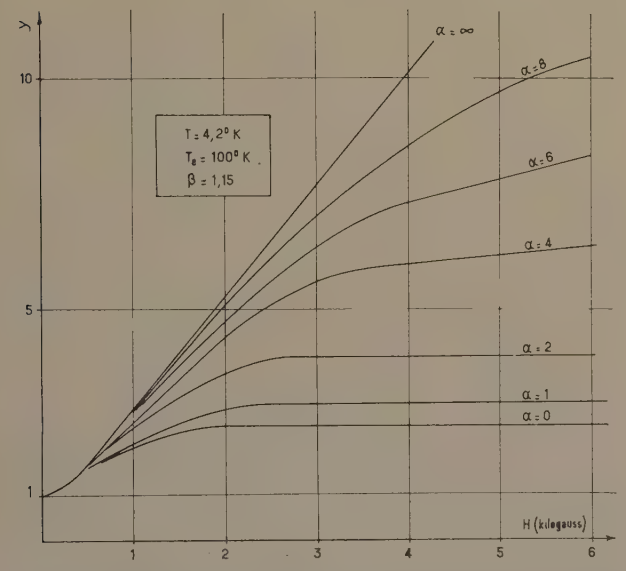


Fig. IV.14. — Échantillon 283 : Rapport calculé de magnétoavalanche longitudinale, y, en fonction de l'intensité du champ magnétique, pour différentes valeurs de σ_i/σ_e. (Température de réseau : 4,2 °K).

Si nous admettons qu'à l'établissement de l'avalanche σ_i est supérieur à σ_e tout en étant du même ordre de grandeur (4 à 10 par exemple) et, les valeurs de σ_i/σ_e données au tableau VIII tendent à le confirmer, on obtient une courbe théorique dont l'allure se rapproche de celles des courbes expérimentales. Néanmoins, y reste bien supérieur à $(E_H/E_a)_T$ comme dans le cas précédent.

IV.2.3.2. *Analyse de la magnétoavalanche longitudinale* (Fig. IV.15). L'expression (I.34) en tenant compte de la conductivité par impuretés donne la densité de courant :

$$(\text{IV.25}) \quad j = \{\sigma_i + en\mu_T^0\, I(\beta, \gamma_3)\,[1 + \eta(\mathcal{N} - 1)]\}\, Ex.$$

De même qu'en (IV.7), nous pouvons écrire que la puissance Joule dissipée par un électron est constante :

$$(\text{IV.26}) \quad W_e = e\mu_T^0\, I(\beta, \gamma_3)\,[1 + \eta(\mathcal{N} - 1)]\, E_H^2 = e\mu_T^0\, I(\beta, 0)\, E_a^2 = \text{C}^{\text{te}}.$$

D'où nous déduisons le rapport de magnétoavalanche longitudinale, z. Il est à remarquer que ce rapport est indépendant de $\alpha = \sigma_i/\sigma_e$ et qu'il est égal à $(\rho_H/\rho)_L^{1/2}$ en l'absence de conduction par impuretés :

$$(\text{IV.27}) \quad z^2 = \left(\frac{E_H}{E_a}\right)_L^2 = \frac{\mathcal{N}}{1 + \eta(\mathcal{N} - 1)},$$

où $\mathcal{N}$ est donné par (I.36), β par (IV.18) et γ_3 est calculé à l'aide de (I.15) et (I.33) :

$$(\text{IV.28}) \quad \gamma_3 = 9{,}3\,10^3\, H^2/T_e,$$

où H est exprimé en kilogauss.

En attribuant à K la valeur 20, on a :

$$(\text{IV.29}) \quad z^2 = \frac{\mathcal{N}}{0{,}215 + 0{,}785\mathcal{N}}.$$

L'expression (IV.29) donne pour un champ magnétique très grand : $z_\infty = 1{,}13$; cette valeur est indépendante de β, donc de la concentration des impuretés et de la température électronique. Nous représentons sur la figure IV.15 deux courbes $z = f(H)$, l'une pour $\beta = 0$ et l'autre pour $\beta = 14{,}4$ (Z 58*a*, Z 58*b*) ; le calcul est fait pour $T_e = 100$ °K ; elles montrent que la saturation est atteinte pour des champs magnétiques relativement faibles ($H < 1\,000$ gauss) dans les échantillons moyennement purs (Z 176 à Z 83) ; elle se produit plus lentement pour les fortes concentrations d'impuretés.

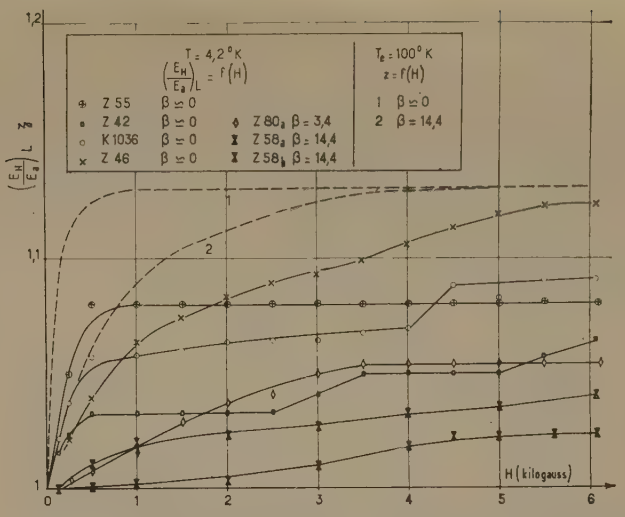


Fig. IV.15. — Rapport expérimental $(E_H/E_a)_T$ et rapport calculé z de magnétoavalanche transversale en fonction de l'intensité du champ magnétique pour différentes valeurs de concentrations d'impuretés. (Température : 4,2 °K).

Si nous excluons les résultats concernant les échantillons Z 176, Z 170 et Z 83 pour lesquels nous supposons une légère désorientation des vecteurs $\bar{I}$ et $\bar{H}$, la valeur à saturation pour tous les échantillons est plus faible que celle prévue par (IV.29) ; elle est comprise entre 1,125 (Z 46) et 1,025 (Z 58*b*). Nous donnons sur la figure IV.15 $(E_H/E_a)_L = f(H)$

pour plusieurs échantillons ; l'allure des courbes est en accord avec celle prévue par (IV.29), mais la valeur à saturation décroît quand la densité des impuretés croît. Notons aussi une dispersion des valeurs de $(E_H/E_2)_L$ (Z 58*b*).

L'accord peut être réalisé entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques en donnant à K une valeur inférieure à 20. Ceci est justifié, car on peut montrer [2] qu'en réalité :

$$K = \frac{K_m}{K_\tau} = \frac{m_L/m_T}{\tau_L/\tau_T}.$$

S'il est acquis que : $15 < K_m < 20$, le rapport K_τ peut différer de l'unité (voir [2], pp. 115-117) et nous avons supposé un temps de relaxation isotrope.

Ces remarques valent aussi pour l'expression (IV.9) dans le cas transverse, mais alors y est moins sensible aux variations de K que z dans l'expression (IV.27).

CONCLUSION

Cette étude se résume ainsi :

1) Pour une série d'échantillons en germanium dopé à l'arsenic, la concentration des impuretés variant de $6\ 10^{13}$ cm^{-3} à $3\ 10^{17}$ cm^{-3}, nous avons mesuré la résistivité et le coefficient de Hall en fonction de la température. Nous avons déduit de ces mesures la mobilité en fonction de la température ainsi que la position du niveau donneur en fonction de la concentration ; nos résultats sont en bon accord avec les résultats des travaux antérieurs.

2) A des températures inférieures à 7 °K nous avons observé et mesuré la conduction par impuretés. Pour $N_D \lesssim 1\ 10^{16}$ cm^{-3} il s'agit d'un mécanisme de conduction par sauts pour lequel la théorie de Miller et Abrahams doit s'appliquer ; en particulier, elle permet de prévoir l'énergie d'activation ε_3 ; nos résultats sont en bon accord avec cette théorie. Au-dessus de $N_D \simeq 1{,}5\ 10^{17}$ cm^{-3}, nous avons trouvé une conduction de type métallique. Dans la région de concentration intermédiaire, où la conduction doit se faire par « bande d'impuretés », la comparaison de nos résultats avec ceux de Fritzsche *et al.* semble indiquer que l'arsenic dans le germanium se caractérise par une allure des courbes de résistivité et de coefficient de Hall en fonction de la température moins compliquée que dans le cas de l'antimoine et, en outre, que la conductivité, à concentrations égales, est plus faible avec l'arsenic qu'avec l'antimoine. Il serait certainement intéressant de préciser cette question et de reprendre les mesures sur des échantillons dont la concentration en arsenic serait comprise entre $6\ 10^{16}$ cm^{-3} et $1{,}25\ 10^{18}$ cm^{-3} avec différentes valeurs du taux de compensation.

3) Nous avons observé qu'un champ magnétique dont l'intensité maximale est 6 000 gauss n'affecte pas les caractéristiques j(E) à 4,2 °K, sauf dans le voisinage immédiat de l'avalanche. Il en résulte que :

a) la densité des électrons de la bande de conduction reste faible jusque peu avant l'établissement de l'avalanche ;

b) un champ magnétique d'une intensité moyenne altère peu la conduction par impuretés — magnétorésistance inférieure à 2 % —.

4) A 4,2 °K l'allure des caractéristiques j(E) mesurées distingue nettement la conduction par sauts (électrons localisés) de la conduction par bande d'impuretés (électrons non localisés). Dans le premier cas pour $E \lesssim 0{,}1$ V cm^{-1}, nous trouvons $j = aE^\alpha$; la valeur de α est située soit autour de 1,5, soit autour de 2. Dans le second cas, j(E) est linéaire jusque peu avant l'établissement de l'avalanche.

5) Les mesures simultanées du coefficient de Hall et de la résistivité en fonction du champ électrique à 4,2 °K ne nous ont pas permis d'obtenir la mobilité en fonction du champ électrique. Ces mesures pourraient être reprises en créant des électrons dans la bande de conduction par éclairement contrôlé.

6) Au-dessous de $N_D - N_A = 2{,}2.10^{-14}$ cm^{-3} nous vérifions qualitativement le modèle théorique de Price. Au-dessus de $N_D - N_A = 10^{15}$ cm^{-3}, certains auteurs avaient avancé que le champ d'avalanche est une fonction linéaire croissante de $N_D - N_A$. Nos résultats sont un peu différents : nous trouvons sensiblement $E_a \propto (N_D - N_A)^{1/2}$ en en accord avec la théorie de Chuenkov. Pour $N_D - N_A = 1{,}25\ 10^{17}$ cm $^{-3}$, nous observons encore un champ d'avalanche, celui-ci disparaît pour $N_D - N_A = 2\ 10^{17}$ cm^{-3}.

7) Nous avons mesuré, à 4,2 °K, les variations du champ d'avalanche en fonction de l'intensité du champ magnétique longitudinal ou transversal ; nous pouvons interpréter nos résultats à l'aide d'un modèle à deux porteurs :

a) conduction par impuretés pour laquelle nous ne supposons ni magnétorésistance, ni effet Hall ;

b) conduction par électrons de la bande de conduction en supposant un temps de relaxation isotrope et déterminé par la diffusion par les phonons acoustiques et les impuretés ionisées. De plus, nous supposons qu'à l'établissement de l'avalanche la distribution en énergie des électrons est maxwellienne à une température électronique indépendante de l'intensité du champ magnétique.

L'accord entre expérience et théorie n'est que semi-quantitatif, il apparaît que l'hypothèse d'une température électronique est trop grossière pour donner un accord quantitatif.

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier M. le professeur Guinier pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail.

Je suis très reconnaissant à M. le professeur Bok qui m'a prodigué ses conseils.

Je remercie M. le Directeur du Centre National d'Études des Télécommunications, M. Sueur, Ingénieur général des télécommunications, M. J. Lantieri, Chef du Département « Physique, Chimie, Métallurgie » du C.N.E.T., de m'avoir donné toutes facilités pour accomplir ce travail.

J'exprime toute ma gratitude à M. M. Bernard, Ingénieur en chef des télécommunications, responsable des Laboratoires de physique du solide du C.N.E.T. ; ses conseils théoriques constants m'ont été très précieux durant l'élaboration de cette étude.

Mes vifs remerciements vont à M^me F. Bonnouvrier pour l'aide qu'elle m'a apportée dans la mise en forme des résultats expérimentaux et dans les calculs numériques.

Je remercie M. Petit-Le-Du et son groupe pour le tirage des cristaux, M. Chastagnol et son équipe pour le découpage des échantillons, M. Jalabert qui a effectué les soudures sur la plupart des échantillons, MM. Penot et Jouannet pour les soins qu'ils ont apporté à la confection des pièces mécaniques ; le bureau de dessin du département Transmission et la D.I. (C.N.E.T.) pour leur participation.

Manuscrit reçu le 26 *octobre* 1966.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Le Hir (J. F.). Contribution à l'étude des phénomènes de transport, dans le germanium de type *n* aux basses températures. *Thèse* (texte primitif intégral), (21 mai 1966). Exemplaire en dépôt à la bibliothèque C.N.E.T.

[2] Paige (E. G. S.). The electrical conductivity of germanium. (La conductibilité électrique du germanium.) *Prog. in Sem.*, London (1964), **8**.

[3] *a*) Seitz (F.). The modern theory of solids. (Théorie moderne des solides.) *McGraw Hill Book* C°, N.Y., London (1940).

b) Burstein (E.). Picus (G. S.), Wallis (R. F.), Blatt (F.). Zeeman type magneto-optic studies of energy band structure. (Études magnéto-optiques (effet Zeeman) de la structure des bandes d'énergies). *Phys. Chem. Solids*, G. B. (janv. 1959), **8**, pp. 305-311, 3 fig., bibl. (7 réf.).

[4] Isenberg (I.), Russell (B. R.), Greene (R. F.). Improved method for measuring Hall coefficients (Méthode perfectionnée de mesure des coefficients de Hall.) *Rev. sci. Instrum.*, U.S.A. (oct. 1948), **19**, n° 10, pp. 685-688, 4 fig., 2 tabl., bibl. (3 réf.).

[5] Putley (E. H.). The Hall effect and related phenomena. (L'effet Hall et les phénomènes apparentés.) *Butterworth*, London (1960), 263 pp., 150 fig., 15 tabl., bibl. (107 réf.).

[6] Debye (P. P.), Conwell (E. M.). Electrical properties of N type germanium. (Propriétés électriques du germanium de type *n*.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 fév. 1954), **93**, n° 4, pp. 693-704, 12 fig., 1 tabl., bibl. (43 réf.).

[7] Ellis (S. G.). Dislocations in germanium. (Les dislocations dans le germanium.) *J. appl. Phys.*, U.S.A. (sept. 1955), **26**, n° 9, pp. 1140-1146, 9 fig., bibl. (13 réf.).

[8] Mitchell (W. H.), Putley (E. H.). Cryostat for measuring the electrical properties of high resistance semiconductors at low températures. (Cryostat pour la mesure des propriétés électriques des semiconducteurs à résistance élevée aux basses températures.) *J. sci. Instrum.*, G.B. (mars 1959), **36**, n° 3, pp. 134-136, 3 fig., bibl. (7 réf.).

[9] Clément (J. R.), Quinnell (E. H.). The low temperature characteristics of carbon-composition thermometers. (Les caractéristiques à basse température des thermomètres à résistance de carbone.) *Rev. sci. Instrum.*, U.S.A. (mai 1952), **23**, n° 5, pp. 213-216, 3 fig., bibl. (8 réf.).

[10] *a*) Scott (R. B.). Cryogenics Engineering. (Techniques cryogéniques.) *Van Nostrand*, Princeton, New Jersey (1959).

b) Powell (R. L.), Bunch (M. D.), Corrucini (R. J.). Low temperature thermocouples. I. cold. Gobalt or constantan versus copper or « normal » silver. (Thermocouples pour la mesure des basses températures. I. Alliage or-cobalt ou constantan contre cuivre ou argent « normal ») *Cryogenics*, G. B., U. S. A., France (mars 1961), 1, n° 3, pp. 139-150, 7 fig., 4 tabl., bibl. (21 réf.).

c) Powell (R. L.), Bunch (M. D.). The thermal E. M. F. of several thermoélectric alloys (La force thermoélectrique de plusieurs alliages). Problems of low temperature physics and thermodynamics. *Pergamon* (1958), pp. 129-135, 4 fig., 1 tabl., bibl. (1 réf.).

d) Breunig (G. Von). Étude expérimentale du pouvoir thermoélectrique des alliages or-cobalt à basses températures. *Thèse* Ingénieur-Docteur, Grenoble (1960).

[11] Koenig (S. H.), Gunther-Mohr (G. R.). The low temperature electrical conductivity of *n*-type germanium. (La conductivité électrique à basse température du germanium de type *n*.) *J. Phys. Chem, Solids*, G. B. (1957), 2, n° 4, pp. 268-283, 9 fig., 5 tabl., bibl. (24 réf.).

[12] Sclar (N.), Burstein (E.). Impact ionization of impurities in germanium. (L'ionisation par choc des impuretés dans le germanium.) *Phys. Chem. Solids*, G. B. (mars 1957), **2**, n° 1, pp. 1-23, 21 fig., 4 tabl., bibl. (30 réf.).

[13] McWhorter (A. L.), Rediker (R. H.). Impact ionization of impurities in compensated Ge. (Ionisation par choc des impuretés dans le germanium compensé). *Proc. Int. Conf. Sem. Phys. Prague*, 1960, Prague (1961), *D*10, pp. 134-137, 3 fig., bibl. (61. réf.).

[14] Vul (B. M.), Zavaritskaya (E. I.), Davydova (I. V.). Breakdown of germanium thin films at low temperaturs. (Avalanche à basse température dans des échantillons en germanium de faible épaisseur). *Sov. Phys., Solid State*, U. S. A. (oct. 1963), **5**, n° 4, pp. 808-812, 9 fig., bibl. (8 réf.)

[15] Melngailis (I.), Milnes (A. G.). Filamentary impact ionization in compensated germanium at 4,2 °K (Courant filamentaire d'avalanche dans le germanium à 4,2 °K). *J. appl. Phys.* (1962), **33**, p. 995.

[16] Glicksman (M.). The magnetoresistivity of germanium and silicon. (La magnétorésistivité du germanium et du silicium.) *Progres in semiconductors*, vol. 3 (1958), pp. 1-25, 6 fig., 10 tabl., bibl. (60 réf.).

[17] Smith (R. A.). Semiconductors. (Semiconducteurs.) *Cambridge University Press* (1961).

[18] Yafet (Y.), Keyes (R. W.), Adams (E. N.). Hydrogen atom in a strong magnetic field. (L'atome d'hydrogène dans un champ magnétique élevé.) *Phys. Chem. Solids*, G.B. (nov. 1956), **1**, n° 3, pp. 137-142, 4 fig., bibl. (5 réf.).

[19] Conwell (E. M.). Hall effect and density of state in germanium. (Effet d'énergie Hall et densité des états dans le germanium.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 août 1955), **99**, n° 4, pp. 1195-1198, 1 fig., bibl. (19 réf.).

[20] *a*) Dresselhaus (G.), Kip (A. F.), Kittel (C.). Cyclotron resonance of electrons and holes in silicon and germanium crystals. (Résonance cyclotron des électrons et des trous dans les cristaux de germanium et de silicium.) *Phys. Rev.* U.S.A. (15 avril 1955), **98**, n° 2, pp. 368-384, 12 fig., bibl. (45 réf.).

b) Dexter (R. N.), Zeiger (H. J.), Lax (B.), Cyclotron résonance experiments in silicon and germanium. (Expériences de résonance cyclotron dans le silicium et le germanium.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1r nov. 1956), **104**, nº 3, pp. 637-644, 7 fig., 4 tabl., bibl. (35 réf.).

[21] *a*) Fritzsche (H.). Piezoresistance of *n*-type germanium. (Piézorésistance du germanium du type *n*.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 juil. 1959), **115**, nº 2, pp. 336-345, 11 fig., bibl. (23 réf.).

b) Weinreich (G.), White (H. G.). Valley-orbit splitting in germanium from strain induced shiht of lyman spectrum. (Couplage vallée-orbite dans le germanium déduit du déplacement du spectre de Lyman sous contrainte). *Bull. Am. Phys. Soc. Series II*, Vol. 5, nº 1 (27 janv. 1960), 113 p., bibl. (2 réf.).

c) Wilson (D. I.), Feher (G.). Valley-orbit splitting in germanium from effect of strain on the electron spin résonance. (Couplage vallée-orbite dans le germanium déduit de la résonance électronique de spin sous contrainte). *Bull. Am. Phys. Soc. Series II*, Vol. 5, nº 1 (27 janv. 1960) 113 pages, bibl. (4 réf.).

d) Weinreich (G.). Fine structure of the ground state of donors in germanium. (Structure fine de l'état fondamental des donneurs dans le germanium). *Proc. Int. Conf. Sem. Phys. Prague* 1960, Prague (1961), **112**, pp. 360-363,6 fig., bibl. (5 réf.).

[22] Brooks (W.). Theory of the electrical properties of germanium and silicon. (Théorie des propriétés électriques du germanium et du silicium). *Advances in electronics and electron physics* (1956), **7**, 156, pp. 85-182, 17 fig., 9 tabl., bibl. (123 réf.).

[23] Blatt (F. J.). Scattering of carriers by ionized impurities in semconductors. (Diffusion des porteurs de charges par les impuretés ionisées dans les semiconducteurs). *Phys. Chem. Solids*, G. B. (janv. 1957), **1**, nº 4, pp. 262-269, 10 fig., bibl. (23 réf.).

[24] *a*) Morin (F. J.), Reiss (M.). Formation of ion pairs and triplets between lithium and zinc in germanium. (Formation de paires et de triplets d'ions entre le lithium et le zinc dans le germanium.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 janv. 1957), **105**, nº 2, pp. 384-389, 2 tabl., bibl. (10 réf.).

b) Reiss (H.), Fuller (C. S.), Morin (F. J.). Chemical interactions among defects in germanium and silicon. (Interactions chimiques, défauts dans le germanium et le silicium.) *Bell. syst. tech. J.*, U.S.A. (mai 1956), **35**, nº 3, pp. 536-636, 30 fig., 5 tabl., bibl. (71 réf.).

[25] Pearson (G. L.), Bardeen (J.). Electrical properties of pure silicon and silicon alloys containing boron and phosphorus. (Propriétés électriques du silicium pur et du silicium contenant du bore et du phosphore.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er mars 1949), **75**, nº 5, pp. 865-883.

[26] Lehman (G. W.), James (H. M.). Interaction of impurities and mobile carriers in semiconductors. (Interaction des impuretés et des porteurs de charge dans les semiconducteurs.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 déc. 1955), **100**, nº 6, pp. 1698-1712, bibl. (14 réf.).

[27] Mott (N. F.) On the transition to metallic conduction in semiconductors. (Sur la transition vers la conduction métallique dans les semiconducteurs.) *Canad. J. Phys.* (déc. 1956), **34**, nº 12A (suppl.), pp. 1356-1368, 2 fig., 1 tabl., bibl. (24 réf.).

[28] Kohn (W.). Shallow impurity states in silicon and germanium. (États d'énergie des impuretés peu profondes dans le silicium et le germanium.) *Solid State phys., Acad. Press.*, New York (1957), **5**, pp. 257-320, 16 fig., bibl. (84 réf.).

[29] *a*) Erginsoy (C.). On the mechanism of impurity band conduction in semiconductors. (Sur le mécanisme de conduction par bande d'impuretés dans les semiconducteurs.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 déc. 1950), **80**, nº 6, pp. 1104-1105, 1 fig., bibl. (12 réf.).

b) Erginsoy (C.). Energy states of overlapping impurity carriers in semiconductors. (États d'énergie dans les semiconducteurs dont les fonctions d'onde se recouvrent.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (15 nov. 1952), **88**, nº 4, pp. 893-894, 1 fig., bibl. (5 réf.).

c) Baltensperger (W.). On conduction in impurity bands. (Sur la conduction dans les bandes d'impuretés.) *Philos. Mag.* (1953), G.B., **44**, pp. 1355-1363, 3 fig., 1 tabl., bibl. (20 réf.).

[30] *a*) Aigrain (P.). Theory of impurity bands with randomly distributed centers. (Théorie des bandes d'impuretés à centres répartis aléatoirement.) *Physica*, Pays-Bas (nov. 1954), **20**, nº 11, pp. 978-982, 2 fig., bibl. (2 réf.).

b) Conwell (E. M.). Impurity band conduction in germanium and silicon. (Conduction par bandes d'impuretés dans le germanium et le silicium). *Phys. Rev.*, U. S. A. (1er juil. 1956), **103**, nº 1, pp. 51-61, 3 fig., 2 tabl., bibl. (31 réf.).

[31] *a*) Kasuya (T.). A theory of impurity conduction I. (Une théorie de la conduction par impuretés, 1er partie). *J. Phys. Soc. Jap.* (oct. 1958), **13**, nº 10, pp. 1096-1110, 1 fig., bibl. (4 réf.).

b) Kasuya (T.), Koide (S.). A theory of impurity conduction II. (Une théorie de la conduction par impuretés, 2e partie.) *J. Phys. Soc. Jap.* (nov. 1958), **13**, nº 11, pp. 1287-1297, 5 fig.

[32] Miller (A.), Abrahams (E.). Impurity conduction at low concentrations. (Conduction par impuretés à basses concentrations.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er nov. 1960), **120**, nº 3, pp. 745-755, 6 tabl., bibl (20 réf.).

[33] Mott (N. F.), Twose (W. D.). The theory of impurity conduction. (La théorie de la conduction par impuretés.) *Adv. Phys.*, G.B. (avril 1961), **10**, nº 38, pp. 107-163, 21 fig., 6 tabl., bibl. (nombr. réf.).

[34] *a*) Hung (C. S.), Gliessman (J. R.). The resistivity and Hall effect of germanium at low temperatures. (La résistivité et l'effet Hall du germanium aux basses températures.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 août 1950), **79**, nº 4, pp. 726-727, 2 fig., bibl. (5 réf.).

b) Hung (C. S.), Gliessman (J. R.). Resistivity and Hall effect of germanium at low temperatures. (Résistivité et effet Hall du germanium aux basses températures.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er déc. 1954), **96**, nº 5, pp. 1226-1236, 13 fig., 2 tabl., bibl. (15 réf.).

[35] *a*) Blakemore (J. S.). Impurity conduction in indium-doped germanium. (La conduction par impuretés dans le germanium dopé à l'indium.) *Philos. Mag.*, G.B. (mai 1959), **4**, nº 41, pp. 560-576, 8 fig., bibl. (15 réf.).

b) Fritzsche (H.), Lark-Horovitz (K.). The electrical properties of germanium semiconductors at low temperatures. (Les propriétés électriques du germanium aux basses températures.) *Physica*, Pays-Bas (nov. 1954), **20**, nº 11, pp. 834-844, 9 fig., 1 tabl., bibl. (12 réf.).

[36] Fritsche (H.). Electrical properties of germanium semiconductors at low temperatures. (Les propriétés électriques du germanium aux basses températures.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 juil. 1955), **99**, nº 2, pp. 406-419, 16 fig., 2 tabl., bibl. (17 réf.).

[37] Fritzsche (H.). Resistivity and Hall coefficient of antimony-doped germanium at low temperatures. (Résistivité et coefficient de Hall du germanium contenant de l'antimoine, aux basses températures.) *Phys. Chem. Solids*, G.B. (juil. 1958), **6**, n° 1, pp. 69-80, 6 fig., 2 tabl., bibl. (32 réf.).

[38] Fritzsche (H.), Lark-Horovitz (I.). Effect of minority-impurities on impurity conduction in *p*-type germanium. (Effet des impuretés minoritaires sur la conduction par impuretés dans le germanium de type *p*.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 févr. 1959), **113**, n° 4, pp. 999-1001, 2 fig., 2 tabl., bibl. (13 réf.).

[39] Fritzsche (H.), Cuevas (M.). Impurity conduction in transmutation doped *p*-type germanium. (La conduction par impuretés dans le germanium de type *p* dopé par transmutation.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 août 1960), **119**, n° 4, pp. 1239-1245, 7 fig., 2 tabl., bibl. (26 réf.).

[40] Fritzsche (H.), Cuevas (M.). Investigation of impurity conduction in transmutation-doped germanium (Recherche sur la conduction par impuretés dans le germanium dopé par transmutation). *Proc. Int. Conf. Sem. Phys.*, Prague, 1960. Prague (1961). F8, pp. 222-224, 4 fig. bibl. (4 réf.).

[41] Fritzsche (H.). Effect of uniaxial compression on impurity conduction in *n*-type germanium. (Effet de la compression uniaxiale sur la conduction par impuretés dans le germanium de type *n*.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er mars 1962), **125**, n° 5, pp. 1552-1560, 13 fig., 2 tabl., bibl. (22 réf.).

[42] Davis (E. A.), Compton (W. D.). Compensation dependance of impurity conduction in antimony-doped germanium. (Influence de la compensation sur la conduction par impuretés dans le germanium dopé à l'antimoine.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (13 déc. 1965), **140**, n° 6A, pp. A2183-A2194, 16 fig., bibl. (35 réf.).

[43] Fritzsche (H.). Piezoresistance of *n*-type germanium. (La piézorésistance du germanium de type *n*.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 juil. 1959), **115**, n° 2, pp. 336-345, 11 fig., bibl. (23 réf.).

[44] *a*) Mikoshiba (N.), Gonda (S.). Weak-field magnetoresistance of impurity conduction in *n*-type germanium. (Influence d'un champ magnétique faible sur la conduction par impuretés dans le germanium de type *n*.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (15 sept. 1962), **127**, n° 6, pp. 1954-1961, 4 fig., 3 tabl., bibl. (30 réf.).

b) Mikoshiba (N.). Strong field magnetoresistance of impurity conduction in *n*-type germanium. (Influence d'un champ magnétique intense sur la conduction par impuretés dans le germanium de type *n*.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (15 sept. 1962), **127**, n° 6, pp. 1962-1969, 3 fig., bibl. (15 réf.).

[45] Mikoshiba (N.). Weak-field magnetoresistance of hopping conduction in simple semiconductors. (Influence d'un champ magnétique faible sur la conduction par sauts dans les simples semiconducteurs.) *J. Phys. Chem. Solids.*, G. B. (mars 1963), **24**, n° 3, pp. 341-346, 4 fig., bibl., (12 réf.).

[46] Bardeen (J.), Shockley (W.). Deformation potentials and mobilities in non-polar crystals. (Potentiels de déformation et mobilités dans les cristaux non polaires.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er oct. 1950), **80**, n° 1, pp. 72-80, 1 fig., 3 tabl., bibl. (27 réf.).

[47] Herring (C.), Voct (E.). Transport and deformation-potential theory for many-valley semiconductprs with anisotropic scattering. (Théorie du phénomène de transport et du potentiel de déformation dans les semiconducteurs multivallées avec une diffusion anisotropique.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (1er févr. 1956), **101**, n° 3, pp. 944-961, 6 fig., 10 tabl., bibl. (27 réf.).

[48] Dakhovskii (I. V.). Anisotropic scattering of electrons in Ge and Si. (Diffusion anisotropedes électrons dans le germanium et le silicium.) *Sov. Phys., Solid State*, U.S.A. (fév. 1964), **6**, n° 8, pp. 1695-1699, 3 fig., bibl. (13 réf.).

[49] Morin (F. J.), Maita (J. P.). Conductivity and Hall effect in the intrinsic range of germanium. (Conductivité et effet Hall dans le germanium intrinsèque.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 juin 1954), **94**, n° 6, pp. 1525-1529, 7 fig., bibl. (8 réf.).

[50] Morin (F. J.). Lattice-scattering mobility in germanium. (Mobilité de réseau dans le germanium.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er janv.1954), **93**, n° 1, pp. 62-63, 2 fig., bibl. (7 réf.).

[51] McLean (T. P.), Paige (G. S.). Electron-hole scattering and minority carrier mobility in germanium. (Diffusion électron-trou et mobilité des porteurs minoritaires dans le germanium.) *Phys. Chem. Solids*, G.B. (févr. 1961), **18**, n° 2/3, pp. 139-149, 5 fig., bibl. (20 rét.).

[52] *a*) Herring (C.). Transport properties of a many-valley semiconductor. (Propriétés de transport d'un semiconducteur à multiples vallées.) *Bell. Syst. tech. J.*, U.S.A. (mars 1955), **34**, n° 2, pp. 237-290.

b) Morin (F. I.), Geballe (T. H.), Herring (C.). Temperature dependance of the piezoresistance of high purity silicon and germanium. (Variation de la piézorésistance du silicium et du germanium de grande pureté en fonction de la température.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (15 janv. 1957), **105**, n° 2, pp. 525-530, 10 fig., 3 tabl., bibl. (16 réf.).

[53] Morgan (T. N.). *Proc. Int. Conf. Sem. Phys., Prague* 1960. Prague (1961), D3, 151.

[54] *a*) Estermann (I.), Foner (A.), Zimmerman (J. E). Resistivity of germanium samples at liquid helium temperatures. (Résistivité des échantillons de germanium à la température de l'hélium liquide.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 mai 1949), **75**, n° 10 pp. 1631-1632.

b) Ryder (E. J.). Mobility of holes and electrons in high electric fields. (Mobilité des trous et des électrons dans des champs électriques intenses.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er juin 1953), **90**, n° 5, pp. 766-769, 6 fig., 1 tabl., bibl (11. réf.).

[55] *a*) Sclar (N.), Burstein (E.), Turner (W. J.), Davisson (J. W.). Low temperature « breakdown » effect in germanium. (Effet d'avalanche à basse température dans le germanium.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er juil. 1953), **91**, n° 1, p. 215.

b) Sclar (N.), Burstein (E.), Davisson (J. W.). Theory of low température « breakdown » effect in germanium. (Théorie de l'effet d'avalanche à basse température dans le germanium.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er nov. 1953), **92**, n° 3, pp. 858.

e) Burstein (E.), Davisson (J. W.), Bell (E. E.). *et alt.* Infrared photoconductivity due to neutral impurities in germanium. (Photoconductivité en infrarouge, due à des impuretés neutres dans le germanium.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er janv. 1954), **93**, n° 1, pp. 65-68, 5 fig., 1 tabl., bibl. (17 rét.).

[56] Kawamura (N.). Anisotropy of critical field in low temperature electrical breakdown in uncompensated *n*-type germanium. (Anisotropie du champ critique d'avalanche à basse température dans le germanium de type *n* non compensé.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (20 janv. 1964), **133**, n° 2A, pp. 585A-586A, 3 fig., bibl. (5 réf.).

[57] *a*) Ryder (E. J.), Ross (I. M.), Kleinman (D. A.).

Electron multiplication in germanium at low temperature. (Multiplications d'électrons dans le germanium à basse température.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er sept. 1954), **95**, nº 5, pp. 1342-1343, 1 fig., 1 tabl., bibl. (8 réf.).

[58] *a*) Koenig (S. H.). Rate processes and low-temperature electrical conduction in *n*-type germanium. (Taux des différents processus de génération et de recombinaison et conduction électrique dans le germanium de type *n* à basse température.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (15 mai 1958), **110**, nº 4, pp. 986-988, 3 fig., bibl. (5 réf.).

b) Koenig (S. H.). Recombination of thermal electrons in *n*-type germanium below 10 °K. (Recombinaison des électrons chauds dans le germanium de type *n* au-dessous de 10 °K.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (15 mai 1958), **110**, nº 4, pp. 988-990, 3 fig., bibl. (4 réf.).

[59] Koenig (S. H.). Hot and warm electrons. — A review. (Électrons tièdes et chauds. — Vue d'ensemble.) *Phys. Chem. Solids*, G.B. (janv. 1959), **8**, pp. 227-234, 5 fig., 2 tabl., bibl. (28 réf.).

[60] Koenig (S. H.), Brown (R. D.), Schillinger (W.). Electrical conduction in *n*-type germanium at low temperatures. (Conduction électrique dans le germanium de type *n* à basse température.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 nov. 1962), **128**, nº 4, pp. 1668-1696, 26 fig., 3 tabl., bibl. (78 réf.).

[61] Abaulina Zavaritskaya (E. I.). The electrical conductivity of germanium in high electric fields at low temperatures. (La conduction électrique du germanium dans les champs électriques intenses à basse température.) *Sov. Phys., J. E.T.P.*, U.S.A. (nov. 1959), **9**, nº 5, pp. 953-959, 9 fig., bibl. (10 réf.).

[62] *a*) Vul (B. M.), Zavaritskaya (E. I.), Keldysh (L. V.). The impurity conductivity of germanium at low temperatures. (La conductivité par impuretés dans le germanium à basses températures.) *Sov. Phys., Doklady*, U.S.A. (mai-juin 1961), nº 6, pp. 1303-1305, 3 fig., bibl. (6 réf.).

b) Zavaritskaya (E. I.). Concerning impact ionization of impurities in germanium at low temperatures. (Au sujet de l'ionisation par choc des impuretés dans le germanium aux basses températures.) *Sov. Phys., Solid State*, U. S. A. (déc. 1961), **3**, nº 6, pp. 1374-1379, 8 fig., bibl. (10 réf.).

c) Zavaritskaya (E. I.). Electrical conductivity of germanium in strong field at low temperatures. (Conductivité électrique du germanium dans un champ fort à basses températures.) *Sov. Phys., Solid State*, U.S.A. (juin 1965), **6**, nº 12, pp. 2839-2845, 6 fig., bibl (12 réf.).

[63] Zylbersztejn (A.). Impact ionization in zinc-doped germanium at low temperatures. (Ionisation par impact danse germanium dopé au zinc à basses températures.) *J. Phys. Chem. Solids*, G. B. (mars 1962), **23**, pp. 297-309, 13 fig., 5 tabl. bibl. (30 réf.).

[64] Chuenkov (V. A.). Electrical conductivity of valence semiconductors at low temperatures in strong electric fields. (Conductivité électrique des semiconducteurs à valence à basses températures dans des champs électriques élevés.) *Sov. Phys., Solid State*, U.S.A. (nov. 1960), **2**, nº 5, pp. 734-743, bibl. (11 réf.).

[65] Yamashita (J.). Low temperature electrical breakdown in germanium. (Avalanche à basse température dans le germanium.) *J. Phys. Soc. Jap.* (avril 1961), **16**, nº 4, pp. 720-732, 7 fig., 1 tabl., bibl. (13 réf.).

[66] *a*) McWhorter (A. L.), Rediker (R. H.). The cryosar — A new low-temperature computer component. (Le « cryosar. » — Une nouvelle pièce détachée fonctionnant à basse température pour machine à calculer.) *Proc. I.R.E.*, U.S.A. (juil. 1959), **47**, nº 7, pp. 1207-1213, 8 fig., 1 tabl., bibl. (18 réf.).

b) Rediker (R. H.), Mc Hhorter (A. L.). Low temperature semiconducting computing elements (Éléments de commutation à basse température.) *Proc. internat. Conf. Solid State Physics*, Brussels. (1958), vol. 2, pp. 939-945, 8 fig., bibl. (2 réf.)

c) Komatsubara (K.), Kurono (H.). On the low temperature electrical breakdown of highly compensated germanium. (Au sujet de l'avalanche à basse température dans le germanium hautement compensé.) *J. Phys. Soc. Jap.* (mai 1962), **17**, nº 5, pp. 883-884, 4 fig., bibl. (4 réf.).

d) Rediker (R. H.), McWhorter (A. L.). Compound cryosars for low-temperature computer memories. (Éléments de mémoire composés de cryosars à basse température.) *Sol. State Electronics*, G. B. (1961), **3**, pp. 100-105, 6 fig., bibl. (7 réf.).

[68] Stratton (R.). The influence of interelectronic collisions on conduction and breakdown in covalent semiconductors. (L'influence des collisions interélectroniques sur la conduction et l'avalanche dans les semiconducteurs covalents.) *Proc. roy. Soc.* G. B. (1957), A242, p. 355.

[69] Darnell (F. J.), Friedberg (S. A.). Electrical breakdown in germanium at low temperatures. (Disruption électrique dans le germanium à basse température.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (15 juin 1955), nº 6, pp. 1860-1861, 1 fig., 2 tabl., bibl. (6 réf.).

[70] *a*) Komatsubara (K.), Takasugi (N.), Kurono (H.). A new type of oscillations in germanium under the magnetic field. (Un nouveau type d'oscillations dans le germanium sous l'influence du champ magnétique.) *Jap. J. appl. Phys.* (févr. 1964), **3**, nº 2, pp. 72-81, 15 fig., bibl. (9 réf.).

b) Komatsubara (K.), Kurono (H.). The effect of magnetic field on the low-temperature breakdown in highly compensated germanium. (Effet du champ magnétique sur l'avalanche à basse température dans le germanium très compensé.) *J. Phys. Soc. Jap.* (mai 1963), **18**, nº 5, pp. 660-666, 8 fig., 1 tabl., bibl. (15 réf.).

[71] Frohlich (H.), Paranjape (B. V.). Dielectric breakdown in solids. (Avalanche dans les solides.) *Proc. Phys. Soc., B.*, G. B. (1er janv. 1956), **69**, nº 433, pp. 21-32 et 866, bibl. (13 réf.).

[72] Budd (W. F.). Galvanomagnetic phenomena in high electric fields. (Phénomènes galvanomagnétiques dans des champs électriques intenses.). *Phys. Rev.* U. S. A. (1963), vol. 131, 4, pp. 1520-1524, bibl. (9 réf.).

[73] Shockley (W.). Hot electrons in germanium and Ohm's law. (Les électrons chauds dans le germanium et la loi d'Ohm.) *Bell. Syst. tech. J.*, U.S.A. (oct. 1951), **30**, nº 4, pp. 990-1034, 7 fig., bibl. (30 réf.).

[74] Matz (D.), Garcia-Moliner (F.). Non-ohmic transport in semiconductors in a magnetic field. (Transport non-ohmique dans les semiconducteurs placés dans un champ magnétique.) *Phys. Stat. Sol.* Dtsch (1964), **5**, nº 3, pp. 495-509, 6 fig., bibl. (20 réf.).

[75] Johnson (V. A.), Whitesell (W. T.). Theory of the magnetoresistive effect in semiconductors (Théorie de la magnétorésistance dans les semiconducteurs.) *Phys. Rev.*, U.S.A. (1er mars 1953), **89**, nº 5, pp. 941-947, 5 fig., 5 tabl., bibl. (21 réf.).

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Aimants supraconducteurs

Vu et approuvé :
Paris, le 24 Mai 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. Zamansky.

Vu et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Roche